

---

# Strahltransport laserbeschleunigter Ionen

---

## Beam transport of laser-accelerated ions

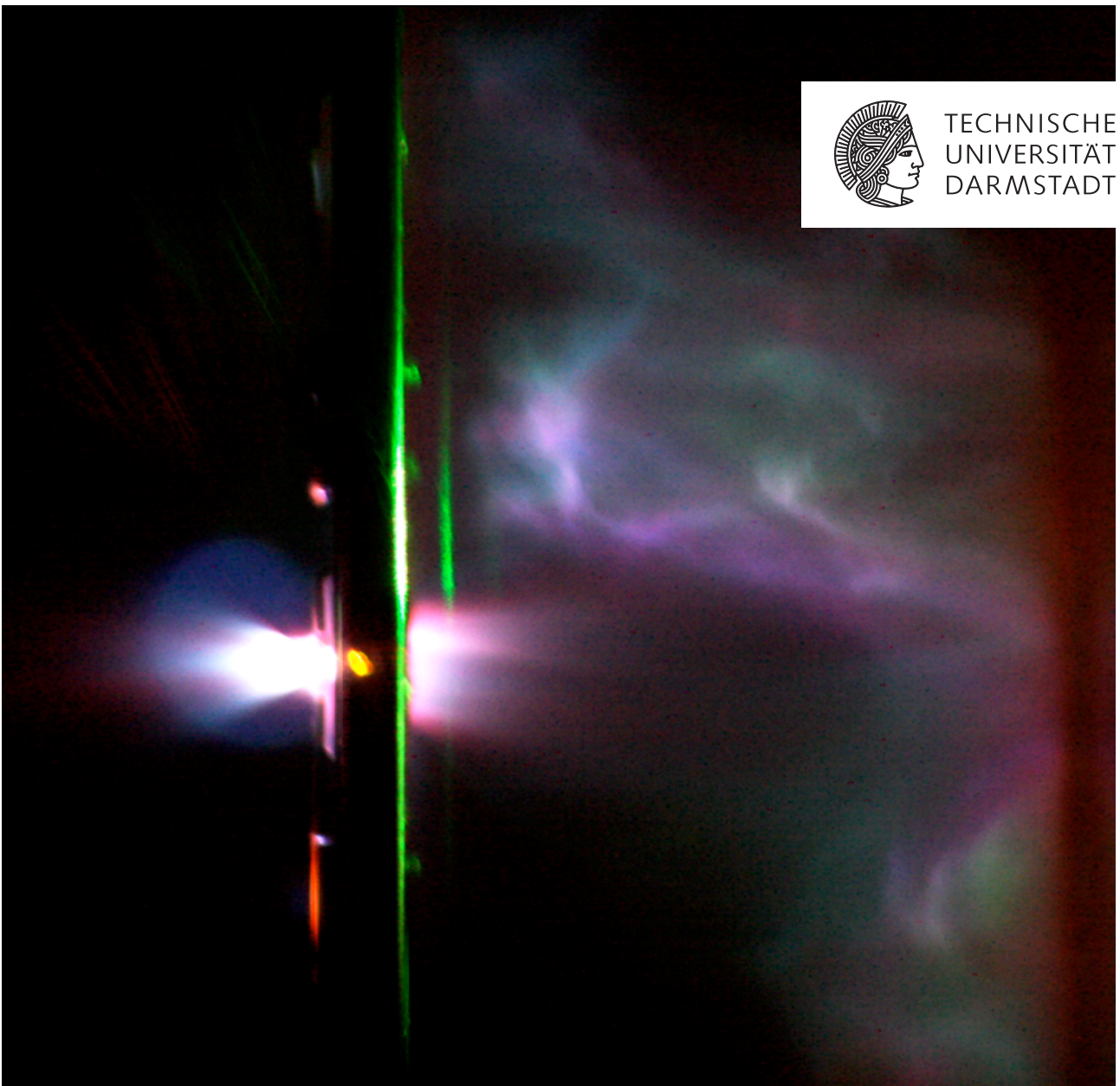
Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys.

Knut Jochen Harres aus Heidelberg.

Darmstadt, im Mai 2010 - D17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT



*Das Bild auf dem Umschlag zeigt eine Laser-Plasma-Wechselwirkung, aufgenommen während einer Kampagne zur Laser-Ionenbeschleunigung am PHELIX. Der Laser trifft im Bild von links auf das Target. Dieses bestand aus einer flachen Goldfolie. Deutlich sichtbar sind die Vor- und Rückseitenplasmaexpansionen. Der beschleunigte Ionenstrahl (nicht sichtbar) trifft ausserhalb des rechten Bildrandes auf den Detektor (RCF). Dort kommt es zu einer starken Ablation von Material der Schutzschicht des Detektorstapels, bestehend aus Kupfer. Das Leuchten des Ablationsplasmas ist als farbige „Wolke“ in der rechten Bildhälfte zu sehen.*

---

Strahltransport laserbeschleunigter Ionen

Beam transport of laser-accelerated ions

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Knut Jochen Harres aus Heidelberg

Referent: *Professor Dr. Markus Roth*

Koreferent: *Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann*

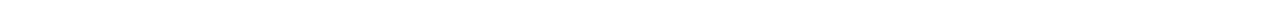
Tag der Einreichung: 17. Mai 2010

Tag der Prüfung: 14. Juli 2010

Darmstadt, im Mai 2010

D17

---





---

## Zusammenfassung

---

Die vorliegende wissenschaftliche Arbeit behandelt das Thema der laserbeschleunigten Ionenstrahlen, mit dem Fokus auf dem Transport lasererzeugter Protonen mit einer speziellen Ionenoptik, dem Solenoiden. Durchgeführt wurde die Dissertation in der Arbeitsgruppe Laser- und Plasmaphysik des Instituts für Kernphysik an der TU-Darmstadt in Zusammenarbeit mit der Plasmaphysikgruppe des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt.

Mit Hilfe des Solenoiden konnten Protonen mit Energien im MeV-Bereich eingefangen und kollimiert werden, um sie für nachfolgende Anwendungen zur Verfügung zu stellen. Ein Ergebnis der Arbeit war der experimentelle Nachweis, dass sich ein Solenoid als ein erstes Bindeglied zwischen der Laser-Ionenbeschleunigung und einer darauf folgenden Strahlführung mit konventionellen Beschleunigerkomponenten eignet.

Untersucht wurden laserbeschleunigte Ionen, die durch die Wechselwirkung eines hochintensiven Laserstrahls mit Materie erzeugt werden. Bei diesem Beschleunigungsprozess, der sogenannten *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA), zeigt sich eine sehr große Divergenz der Einhüllenden des Ionenstrahls. Der Öffnungswinkel beträgt bis zu  $50^\circ$ . Die Grundvoraussetzung für eine Nutzbarmachung der laserbeschleunigten Ionen ist folglich die Kontrolle der Strahlpropagation und -aufweitung. Hintergrund für die angestrebte Nutzung der Ionen ist, dass laserbeschleunigte Strahlen bemerkenswerte Strahlparameter wie einen sehr hohen Teilchenfluss und hohe Teilchenenergien aufweisen. Darüber hinaus handelt es sich um sehr laminare Strahlen. Dies macht sie überaus interessant für diverse Anwendungen, z.B. als Diagnostik für transiente Phänomene, in der Trägheitsfusionsforschung und in einer Vielzahl anderer Bereiche.

Im Rahmen der Arbeit wurden zwei Experimente zum Strahltransport laserbeschleunigter Ionen durchgeführt. Für das erste Experiment wurde ein Solenoid konstruiert, der speziell auf die Anforderungen zum Einfangen von laserbeschleunigten Protonen ausgelegt war. Die Sicherstellung der mechanischen Stabilität während des Pulsvorganges musste gewährleistet sein. Es wurden hohe magnetische Felder im Bereich bis zu 10 T benötigt, um die Protonen zu kollimieren, d.h. zu parallelisieren. Dazu wurde die Spule des Solenoiden mit Strömen im Kiloampere Bereich bei Spannungen von mehreren Kilovolt gepulst. Bei diesem Vorgang traten hohe mechanische Belastungen des Materials des Solenoiden auf, hervorgerufen durch den entstehenden magnetischen Druck von einigen zehn Megapascal.

Der Solenoid wurde erfolgreich zur Strahlkollimierung eingesetzt. Bei einer magnetischen Feldstärke von 8,5 T konnten Teilchenzahlen von bis zu  $10^{12}$  Protonen bei einer Energie von 2,3 MeV durch den Solenoiden eingefangen und über eine Strecke von insgesamt mehr als 300 mm bis zum Detektor transportiert werden. Damit konnte zum ersten Mal ein solch intensiver, laserbeschleunigter Protonenstrahl über eine längere Strecke erfolgreich geführt werden.

Unter Verwendung eines neuen Solenoiddesigns, welches in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Dresden-Rossendorf entwickelt wurde, konnte in einem zweiten Experiment die Energie der kollimierten Protonen massiv erhöht werden. Die optimierte Konstruktion des Solenoiden ermöglichte den Transport von Protonen mit einer Energie von 13 MeV über eine Distanz von mehr als 400 mm, bei einer magnetischen Feldstärke von nur 7,7 T.

---

---

Weitere interessante Erkenntnisse zeigten sich bei der Untersuchung des Strahltransports der Protonen, verursacht durch die mitfliegenden Elektronen. Diese Teilchen, die ebenfalls bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung beschleunigt wurden und vergleichbare Geschwindigkeiten und Teilchenzahlen wie die Protonen aufweisen, wurden im Solenoidfeld auf die Symmetrieachse der Spule gezwungen. Sie rotierten um die Achse mit einem Gyroradius von einigen zehn Mikrometern. Dadurch verlor der Gesamtstrahl seine Quasi-Neutralität, und es wurde ein hohes Raumladungsfeld durch die Elektronen erzeugt, wodurch es zu einer Protonenaggregation um die Solenoidachse kam. Dies zeigte sich in einer verstärkten Fokussierung des Solenoids und in auftretenden Modulationen des Protonenstrahls, wie z.B. einer Ringstruktur. Die Existenz des intensiven, stark kollimierten Elektronenstrahls konnte experimentell nachgewiesen und dessen Einfluss auf die Propagation der Protonen durch Computersimulationen bestätigt werden.

Zusätzlich zu den Experimenten zum Strahltransport wurden neue Targetgeometrien und deren Auswirkungen auf die Laser-Ionenbeschleunigung untersucht. Dabei wurde ein Effekt entdeckt, der bei der Verwendung hemisphärischer Targets auftrat und zu einer Verstärkung der Ionenbeschleunigung führte. Im Vergleich zu Beschleunigungen von flachen Folien erhöhte sich die maximale Protonenenergie um 18 %. Dieser Effekt konnte durch Computersimulationen erklärt werden. Durch die fokussierende Form des Targets kam es zu einer Aggregation von Elektronen und Protonen innerhalb der Hemisphäre, wodurch sich die Elektronendichte im Bereich der Symmetrieachse der Hemisphäre um das 2,5-fache im Vergleich zur flachen Folie erhöhte. Aus der höheren Dichte folgte ein stärkeres elektrisches Feld, das die Protonen beschleunigte.

Die im Laufe dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse ermöglichten ein tieferes Verständnis für die Ionenbeschleunigung mit Lasern und speziell für den Transport der Strahlen durch ein Solenoidfeld [1–13]. Es wurde gezeigt, dass der Solenoid die Voraussetzungen für eine strahlkollimierende Ionenoptik erfüllt, um laserbeschleunigte Ionen für weitere Anwendungen nutzen zu können.

---

---

## Abstract

---

The present scientific thesis deals with the subject of laser-accelerated ion beams, more particularly with the transport of these ions by a solenoid magnetic field. The work was carried out at the laser- and plasma physics group of the institute for nuclear physics at the Technical University of Darmstadt in collaboration with the plasma physics group of GSI - Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt.

It was demonstrated that with the help of a pulsed high field solenoid, protons in the MeV energy range could be captured and collimated to use them for further applications. One outcome of this work was the experimentell verification that a solenoid can be a valid option as a first interface between laser ion acceleration and conventional accelerator structures.

In the framework of this thesis, investigations on laser-accelerated ion beams were done. These particles were accelerated by the interaction of an intense laser beam with a solid target. The acceleration process is called *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA). The ion beams show a characteristic high envelope divergence with full opening angles up to  $50^\circ$ . Therefore, it is essential to control the beam propagation and expansion to use them for further applications. The motivation for utilizing laser-accelerated ions is based on their attractive beam properties like high beam fluxes and energies. Additionally, the beams show a very laminar expansion. Hence, laser-accelerated ions have attracted a lot of attention to use them for different applications, e.g. as a diagnostic tool for transient phenomena or in the field of inertial confinement fusion.

Two experiments were performed to transport and focus laser-accelerated ions by a solenoid field. A solenoid with a new design was constructed that fit the special specifications for a collimation of a high energy proton beam. Amongst others, this required a strong resistance to mechanical stress which occurred during the pulsing of the solenoid's coil. To realize magnetic field strengths in the region of 10 T the currents and voltages applied to the coil reached several kiloamperes and kilovolts, respectively. This led to a magnetic pressure inside the solenoid of a few tens of megapascal.

The solenoid was successfully implemented in an experiment to collimate and focus laser-accelerated protons. Protons with particle numbers beyond  $10^{12}$  at an energy of 2.3 MeV were captured and transported by the solenoid's field over a total distance of more than 300 mm to the detector. The magnetic field strength was 8.5 T. This was the first time that a high flux laser-accelerated proton beam could be successfully transported over a longer distance.

The use of a second solenoid design, developed in a collaborative work with the Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, could strongly increase the energy of the collimated proton beam in a second experimental campaign. The optimized design led to a transport of protons with an energy of 13 MeV over a distance of more than 400 mm at an magnetic field of only 7.7 T.

Additional observations were done by investigations on the proton beam transport through the solenoid field. An interesting effect occurred due to the co-moving electrons. These electrons are accelerated by the laser plasma interaction as well and propagate at the same velocities as the protons. Their particle numbers match the ones of the protons. The electrons were forced down to the axis of the coil by the strong magnetic field and circulate around it at their gyro radius of only a few tens micron. This yielded a strong space charge field that caused a proton aggregation around the solenoid's axis. In the experiment, this effect resulted in a stronger

---

---

focusing of the solenoid and translated into spatial beam modulations of the protons as well. The existence of the intense and highly collimated electron beam could be experimentally proven and its influence on the proton propagation was confirmed by numerical simulations.

Besides the main experiments on the transport of laser-accelerated ions, novel target designs and their impact on the laser ion acceleration process were studied. The use of hemispherical targets led to an enhanced ion acceleration that resulted in higher proton energies. In comparison to an acceleration from a flat foil the maximum proton energy was increased by 18 %. This effect could be explained by particle-in-cell simulations. The curvature of the target effected an aggregation of electrons and protons inside the hemisphere. This caused an increase of the electron density around the symmetry axis of the target by a factor of 2.5. The higher density is equivalent to a stronger electric field that was the driving force of an enhanced proton acceleration process.

The results achieved in this thesis gave a better insight in the field of laser ion acceleration and especially of the beam transport of laser accelerated protons by a solenoid field [1–13]. It was experimentally shown that the solenoid can be used as a focusing ion-optic to control laser-accelerated ion beams.

---

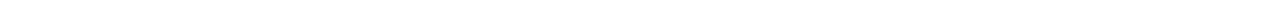
---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Wechselwirkung von intensiver elektromagnetischer Strahlung mit einem einzelnen Elektron . . .	5
2.2	Laser-Plasma-Wechselwirkung und Elektronenbeschleunigung . . . . .	6
2.3	Laser-Ionenbeschleunigung . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Targetcharakterisierung</b>	<b>15</b>
3.1	Photoelektronenspektroskopie . . . . .	15
3.2	ERDA - Elastic Recoil Detection Analysis . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Strahlcharakterisierung</b>	<b>21</b>
4.1	Radiochromatische Filme . . . . .	21
4.2	Alternative Methoden . . . . .	28
4.3	Thomson-Parabel-Spektrometer . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Strahltransport</b>	<b>39</b>
5.1	Lineare Strahloptik . . . . .	40
5.2	Propagation geladener Teilchen durch ein Solenoidfeld . . . . .	43
5.3	Solenoiddesign . . . . .	44
5.4	PHELIX System . . . . .	46
5.5	Experimenteller Aufbau . . . . .	48
5.6	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	50
5.7	Computersimulationen . . . . .	56
5.8	Neues Spulendesign . . . . .	57
5.9	Emittanzerhaltung . . . . .	61
5.10	Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick . . . . .	62
<b>6</b>	<b>Targetoptimierung</b>	<b>65</b>
6.1	Hemisphären . . . . .	65
6.2	Kugelkalotten . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
7.1	Aufbau eines Teststands an der GSI . . . . .	75
7.2	Neue Targetgeometrien . . . . .	76
7.3	Targetpräparation . . . . .	77
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>87</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>89</b>

---



---

## 1 Einleitung

---

Seit der Inbetriebnahme des ersten Lasers im Jahre 1960 [14] und der Erfindung der *chirped pulse amplification* (CPA) [15] eröffnete sich ein völlig neues Forschungsgebiet - die Untersuchung von relativistischen Laser-Materie-Wechselwirkungen, bzw. Laser-Plasma-Wechselwirkungen. Ermöglicht wurde dies durch die hohen Laserintensitäten der auf der CPA-Technik basierten Systeme. Im Bereich von Intensitäten größer als  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  wird die Bewegung der Elektronen im elektromagnetischen Laserfeld relativistisch. Das bedeutet, die Geschwindigkeit dieser Bewegung liegt nahe der Lichtgeschwindigkeit. Heutige Lasersysteme erreichen Spitzenwerte in der Intensität von über  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ .

Die Wechselwirkung von Lasern mit Materie ermöglicht Einsichten in unterschiedlichste physikalische Phänomene. Neben der Erzeugung von intensivem Röntgenlicht [16] konnten verschiedene kernphysikalische Reaktionen beobachtet werden [17]. Ebenso werden astrophysikalische Fragestellungen untersucht [18]. Bei diesen Experimenten werden mit Hilfe des Lasers exotische Materiezustände im Labor geschaffen. Intensiv wird der Einsatz von Laserlicht im Bereich der Trägheitsfusion erforscht [19], und sie steht kurz vor dem entscheidenden Durchbruch [20].

Eine Reihe von Prozessen treten während der Wechselwirkung zwischen Laser und Materie auf, die die Beschleunigung von Teilchen verursachen. Messungen im nichtrelativistischen Bereich zeigten bereits eine Teilchenbeschleunigung in Form einer nicht gerichteten Plasmaexpansion [21, 22].

Bei Untersuchungen von beschleunigten Teilchen, die während einer relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung durch die Bestrahlung eines Festkörpertargets erzeugt wurden, konnten intensive Strahlen von Elektronen und Ionen nachgewiesen werden [23–25]. Die beschleunigten Ionen zeichneten sich, im Gegensatz zu denen bei einer ungerichteten Plasmaexpansion erzeugten Teilchen, durch einen stark kollimierten Strahlstrom aus. Dazu lagen die Energien der Ionen im MeV-Bereich.

Der Prozess, der zur Erzeugung von hochenergetischen Ionen führt, basiert auf einer intensiven Beschleunigung von Elektronen in Vorwärtsrichtung des Lasers. Die erzeugten Elektronen propagieren mit Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit durch den Festkörper. Beim Austreten auf der Rückseite des bestrahlten Körpers, dies sind z.B. dünne metallische Folien, formen die Teilchen eine dichte Elektronenschicht. Die Stärke des dabei auftretenden elektrischen Feldes zwischen Elektronenschicht und der Rückseite des Targets, liegt im Bereich von TV/m und ist damit vergleichbar der Stärke des Laserfeldes. Es kommt zu einer instantanen Feldionisation der Atome an der Oberfläche des Targets und zu deren Beschleunigung. Diese erfolgt senkrecht zur Targetoberfläche und wird als *Target normal sheath acceleration* (TNSA) bezeichnet [26].

Experimentell konnte nachgewiesen werden, dass der Ursprung der Ionen auf der Rückseite der Targets lag und sie nicht durch einen Beschleunigungsprozess auf der Seite, die durch den Laser bestrahlt wurde, Energie gewonnen hatten [27].

Die durch den TNSA-Prozess beschleunigten Ionen zeichnen sich neben des großen Strahlstroms und der hohen Teilchenenergien durch eine hohe Laminarität des Strahls aus. Durch diese einzigartigen Eigenschaften werden verschiedenste Anwendungsmöglichkeiten laserbeschleunigter Ionen intensiv diskutiert. Die Möglichkeiten erstrecken sich von der Diagnostik von transienten Phänomenen in der Plasmaphysik [28, 29], über die Erzeugung von exotischen Materiezuständen wie die sogenannte *warm dense matter* [13, 30], bis hin zur Nutzung bei der Trägheitsfusion als *Schneller Zünder* [31]. Zudem wird die Verwendung der laserbeschleunig-

---

ten Ionen als neue Teilchenquelle für einen kompakten Teilchenbeschleuniger [32] untersucht. Die Einsatzideen eines solchen Systems reichen bis hin zu medizinischen Behandlungsverfahren in der Strahlentherapie [33, 34].

Die Nutzung laserbeschleunigter Ionen für die oben aufgeführten Anwendungen wird durch zwei ihrer Strahleigenschaften erschwert. Zum einen weist das Energiespektrum der Ionen einen exponentiellen Verlauf auf, mit einer Energiebreite von prinzipiell 100 %, begrenzt nur durch die charakteristische Abbruchkante, bei einer von Laserparametern und Targeteigenschaften abhängigen Maximalenergie. Zum anderen werden die Ionen unter einem energieabhängigen, großen Öffnungswinkel von ihrer Quelle auf der Targetrückseite emittiert [11, 35]. Aus der Einhüllenden des Strahls berechnen sich Winkel von bis zu 50°.

Im Jahre 2006 ist es drei Forschungsgruppen unabhängig voneinander gelungen, die Energiebreite der laserbeschleunigten Ionen drastisch zu verringern [36–38]. Die verschiedenen Techniken basierten jeweils auf der Züchtung und Beschleunigung von Monolagen oder Mikrotropfen. Zwei dieser Verfahren werden im Folgenden kurz erläutert.

Die Gruppe um Hegelich *et al.* verwendete dünne Palladiumfolien, die durch Ohmsche Heizung auf über Eintausend Grad erhitzt wurden. Auf der Oberfläche der Targets finden sich allerdings immer Ablagerungen aus der Luft bzw. aus dem Restgas in der Vakuumkammer, primär bestehend aus Kohlenwasserstoffverbindungen, siehe dazu Kapitel 3. Durch das Aufheizen des Targets konnte der Wasserstoff vollständig gelöst werden. Ein Teil der Kohlenstoffe verblieb jedoch auf der Targetoberfläche und formte durch einen Phasenübergang eine Monolage Graphit. Diese Monolage wurde auf Energien von 3 MeV/u beschleunigt, bei einer Energiebreite von nur 17 %. Alternativ wurde es durch die Arbeit von Schwoerer *et al.* ermöglicht, einen quasi-monoenergetischen Protonenstrahl zu erzeugen. Dazu wurden auf eine Titaniumfolie wasserstoffreiche PMMA-Tropfen (Polymethylmethacrylat) aufgetragen, die eine Größe von  $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$  hatten. Die parasitären Oberflächenverunreinigungen wurden durch Laserablation vermindert. Die Protonen aus den Mikrotropfen erreichten nahezu dieselbe Energie, da sie im Gegensatz zu den schweren Ionen auf der Oberfläche primär beschleunigt wurden, bedingt durch ihr höheres Ladung-zu-Masse-Verhältnis [39].

Im Zuge dieser Arbeit wurde eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von quasi-monoenergetischen Protonen entwickelt, die auf der Erzeugung einer Monolage basiert. Das Prinzip beruht darauf, dass in einem ersten Schritt die Targetoberfläche durch Laserdesorption gereinigt wird und im zweiten Schritt eine kontrollierte Adsorption von Kohlenwasserstoffen erfolgt, die die Monolage bilden. Das Verfahren wird in Abschnitt 7.3 detailliert beschrieben.

Neben der Verringerung der Energiebreite wird weltweit intensiv an der Kontrolle des Transports bzw. an der Fokussierung der laserbeschleunigten Ionen geforscht. Es existieren verschiedene Ansätze zur Führung der Strahlen. Spezielle Targetgeometrien, wie z.B. in Form einer Hemisphäre, konnten eine ballistische Fokussierung laserbeschleunigter Protonen bewirken [30]. Verwendet wurden Hemisphären mit einem Krümmungsradius von  $180\text{ }\mu\text{m}$ . Die Position des Fokus ergab sich in einem definierten Abstand zum Auftreffpunkt des Lasers auf dem Apex der Hemisphäre und betrug das 1,3 fache des Radius der Sphäre.

In einem weiteren Experiment wurde eine Mikrolinse zur Fokussierung laserbeschleunigter Protonen eines definierten Energieintervalls verwendet [40]. Es handelte sich dabei um einen kleinen metallischen Zylinder, der im Experiment hinter dem eigentlichen Folientarget platziert wurde. Ein zweiter, mit dem Haupttreiberlaser synchronisierter CPA-Laser bestrahlte die Mikrolinse. Dies resultierte in einer auf die Symmetrieachse der Mikrolinse gerichteten radialen Plasmaexpansion. Laserbeschleunigte Protonen, die durch die Linse propagierten, wurden durch die hohen Felder innerhalb der Linse fokussiert. Abhängig von der zeitlichen Verzögerung zwischen den beiden CPA-Pulsen konnte die zu fokussierende Protonenenergie variiert werden. Das Experiment



---

wurde durch seinen komplexen Aufbau erschwert. Außerdem konnte nur ein Bruchteil der beschleunigten Teilchen selektiert werden.

Ein alternatives Verfahren lieferte herausragende Ergebnisse zur Fokussierung laserbeschleunigter Protonen. Schollmeier *et al.* verwendeten Permanentquadrupole zur Führung der Strahlen [8]. Dies ermöglichte die Fokussierung von Protonen bei einer Energie von 14 MeV auf eine Fläche von nur  $286\text{ }\mu\text{m} \times 176\text{ }\mu\text{m}$  voller Halbwertsbreite. Dadurch wurde der Teilchenfluss am Ort des Detektors um das 75 fache eines unfokussierten Strahles erhöht. Die Fokussierung erforderte Magnete mit sehr hohen Feldgradienten. Diese betrugen bei den verwendeten Quadrupolen 500 T/m. Feldgradienten dieser Größenordnung sind nur durch sehr kleine Magnete realisierbar. Die offene Apertur der Quadrupole betrug 5 mm im Durchmesser. Durch dieses Design konnte nur ein Bruchteil der laserbeschleunigten Protonen frei durch das Quadrupoldublett propagieren. Im Detektor wurden 0,1 % der ursprünglich beschleunigten Protonen bei der fokussierten Energie von 14 MeV nachgewiesen.

Ausgehend von den Resultaten der oben beschriebenen Experimente, wurde in der vorliegenden Arbeit eine Ionenoptik konstruiert, die es ermöglicht, laserbeschleunigte Protonen bei minimalen Verlusten zu transportieren und zu fokussieren. Es handelt sich dabei um einen gepulsten Hochfeldsolenoiden. Die erzielten experimentellen Ergebnisse wurden in *Physics of Plasmas* veröffentlicht [1].

Die Arbeit gliedert sich in drei Abschnitte. Nach der Einleitung in Kapitel 1 gibt Kapitel 2 eine Einführung in die Physik der Wechselwirkung von intensiver elektromagnetischer Strahlung mit Materie, respektive einem Plasma. Dabei liegt der Fokus auf kollektiven Beschleunigungseffekten von Elektronen und auf der Ionenbeschleunigung durch Ladungsseparation.

Der zweite Teil des Manuskripts, bestehend aus den Kapiteln 3 und 4, geht auf die Untersuchung der verwendeten Targets zur Laser-Ionenbeschleunigung und auf die Analyse der Strahlparameter der erzeugten Ionenstrahlen ein. Intensiv wird dabei in Kapitel 3 die Charakterisierung der Oberfläche der Targets behandelt, deren Zusammensetzung maßgeblich die beschleunigten Teilchenspezies und deren Energien beeinflusst. In Kapitel 4 werden die gängigen Ionendetektoren vorgestellt und deren Kalibrierungen beschrieben. Dies wird anhand von ersten experimentellen Ergebnissen genauer erläutert.

Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit den Experimenten zum Strahltransport, siehe Kapitel 5, und mit der Laser-Ionenbeschleunigung unter Verwendung von neuen Targetdesigns, siehe Kapitel 6. Die vorgestellten Experimente wurden am Petawatt High Energy Laser for Ion eXperiments (PHELIX) [4] des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt.

Das Kapitel 5 umfasst neben einer Einführung in die Beschleunigerphysik, eines Überblicks über das PHELIX-Lasersystem, inklusive der Experimentierplätze an der GSI und der Vorstellung der experimentellen Ergebnisse der Strahltransportexperimente auch die Präsentation der Resultate von Computersimulationen, die den Strahltransport laserbeschleunigter Protonen theoretisch beschreiben.

In Kapitel 6 wird anhand der Beschleunigung von Protonen von hemisphärischen Targets ein verstärkter Beschleunigungsmechanismus vorgestellt, mit dem sich die maximale Energie der Protonen massiv erhöhen lässt.

Abschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Projekte und Experimente auf dem Gebiet des Strahltransports und der Laser-Ionenbeschleunigung mit neuen und speziell präparierten Targets gegeben, siehe Kapitel 7.



---

## 2 Theoretische Grundlagen

---

Die Beschleunigung hochenergetischer Ionenstrahlen mit Lasern beruht auf der Wechselwirkung von hochintensiver Laserstrahlung mit Materie, respektive einem Plasma. Relativistische Effekte spielen dabei eine tragende Rolle. In diesem Kapitel wird eine Einführung in die Grundlagen der Laser-Materie-Wechselwirkung gegeben. Eingegangen wird auf die Ankopplung der Laserstrahlung an einzelne Elektronen, auf kollektive Beschleunigungsprozesse der Elektronen im Plasma und auf die indirekte Ionenbeschleunigung über Ladungsseparation. Eine detaillierte Beschreibung der Materie findet sich in den Referenzen [41, 42].

---

### 2.1 Wechselwirkung von intensiver elektromagnetischer Strahlung mit einem einzelnen Elektron

---

Laser-Ionenbeschleunigungsexperimente, wie sie für diese Arbeit durchgeführt wurden, benötigen Laserintensitäten im Fokus des Strahls von  $> 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , um relativistische Bedingungen bei der Wechselwirkung mit der Targetoberfläche zu erzeugen. Die elektrische Feldamplitude des Lasers erreicht dabei Feldstärken im Bereich von TV/m. Bereits wesentlich niedrigere Laserintensitäten führen zu einer Ionisation der Targetoberflächenatome. Ab Intensitäten von  $10^9 \text{ W/cm}^2$  werden die Elektronen von ihren Atomkernen gelöst und wechselwirken mit dem Laserfeld.

Das Laserlicht kann durch eine linearpolarisierte elektromagnetische Welle beschrieben werden, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet. Die mathematische Beschreibung der elektrischen bzw. der magnetischen Komponente der Laserwelle ergibt sich demnach zu:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}, t)e^{i(\omega t - kz)}\vec{e}_x \quad (2.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = B_0(\vec{r}, t)e^{i(\omega t - kz)}\vec{e}_y \quad (2.2)$$

Ein Elektron wird im Laserfeld durch die Lorentzkraft abgelenkt und beschleunigt:

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.3)$$

$$= -e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \left( \frac{1}{c} \vec{e}_z \times \vec{E} \right) \right), \quad \text{mit } B_0 = E_0/c \quad (2.4)$$

Bei einer nichtrelativistischen Wechselwirkung schwingt das Elektron im elektrischen Feld des Lasers in  $x$ -Richtung, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls. Die Geschwindigkeit des Elektrons,  $\vec{v}_\perp$ , ergibt sich aus der senkrechten Komponente der Lorentzkraft:

$$\vec{F}_\perp = -eE_0e^{i(\omega t - kz)}\vec{e}_x \quad \text{zu:} \quad (2.5)$$

$$\vec{v}_\perp = -\frac{eE_0}{im_e\omega}e^{i(\omega t - kz)}\vec{e}_x \quad (2.6)$$

Für Intensitäten, die heutzutage mit Hochleistungslasern erreicht werden, kann der Betrag von  $\vec{v}_\perp$  Werte nahe der Lichtgeschwindigkeit  $c$  erreichen. Dies erfolgt nach Gleichung 2.6 ab einer elektrischen Feldamplitude von  $E_0 = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ V/m}$ , was nach  $I_0 = \frac{E_0^2 \epsilon_0 c}{2}$  einer Intensität des Lasers von  $I_0 = 1,37 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$  entspricht.  $\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante. Dies ist der Übergang zu einer relativistischen Wechselwirkung, bei der die magnetische Komponente der Lorentzkraft,  $\vec{F}_\parallel = -e \frac{v_\perp E_0}{c} e^{i(\omega t - kz)}\vec{e}_z$ , nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Zur Einteilung der verschiedenen Bereiche der Wechselwirkung in relativistische bzw. nichtrelativistische Prozesse wurde die dimensionslose Feldamplitude  $a_0$  eingeführt. Sie gibt das Verhältnis zwischen der parallelen Komponente  $\vec{F}_{\parallel}$  und der senkrechten Komponente der Lorentzkraft  $\vec{F}_{\perp}$  an, die auf das Elektron wirken. Sie lässt sich nach folgender Gleichung berechnen:

$$a_0 = \frac{|\vec{F}_{\parallel}|}{|\vec{F}_{\perp}|} \quad (2.7)$$

$$= \frac{eE_0}{m_e c \omega_L} = \sqrt{\frac{I_0 (\text{W/cm}^2) \lambda_L^2 (\mu\text{m}^2)}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2}} \quad (2.8)$$

Die magnetische Komponente der Lorentzkraft,  $\vec{F}_{\parallel} = |\vec{F}_{\parallel}| \vec{e}_z$ , führt zu einem Drift des Elektrons in Propagationsrichtung des Lasers. Dieser Drift lässt sich mit Hilfe der dimensionslosen Amplitude  $a_0$  wie folgt darstellen:

$$\vec{v}_{Drift} = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2} c \vec{e}_z \quad (2.9)$$

Für eine realistischere Beschreibung der Beschleunigung des Elektrons im relativistischen Fall muss die räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung des Laserpulses berücksichtigt werden. Die oben gegebenen Gleichungen gelten für den Idealfall einer ebenen Welle. Die Ausbreitung des Lasers und damit auch die Intensitätsverteilung im Fokus des Laserstrahls folgt aber einer eher Gaußschen Strahlenoptik, d.h. die räumliche Intensität fällt von einem Maximum im Zentrum des Strahls nach aussen hin ab. Dies hat zur Folge, dass ein Elektron, welches mit dem Laserfeld wechselwirkt, aus den lokal intensiveren Bereichen herausgedrängt wird. Ursache hierfür ist die sogenannte *ponderomotorische Kraft*, die ihren Ursprung in höheren Ordnungen der Lorentzkraft hat [43]. Das Elektron wird während einer Halbperiode des elektrischen Feldes aus dem Bereich höchster Intensität herausgelenkt. In der nächsten halben Periode mit entgegengesetztem Vorzeichen würde das Elektron im Fall einer ebenen Welle zu seiner früheren Position zurückbewegt werden. Das transversale Feld ist aber, bedingt durch die Gaußsche Verteilung, an der neuen Position des Elektrons schwächer als an dem Punkt, an dem die Auslenkung startete. Die Rückbewegung fällt daher geringer aus als die primäre Auslenkung. Es kommt zu einem Drift des Elektrons in Bereiche mit niedrigerer lokaler Laserintensität. Der Vorgang des Herausdrängens ist gleichbedeutend mit einer Beschleunigung des Elektrons, verursacht durch die ponderomotorische Kraft,  $\vec{F}_{pond} = -m_e \nabla \Phi_{pond}$  mit dem ponderomotorischen Potential,  $\Phi_{pond} = \frac{mc^2}{4\bar{\gamma}^2} a_0^2$ . Die aufgenommene Energie des Elektrons berechnet sich zu:

$$W_{pond} = (\bar{\gamma} - 1) m_e c^2 \quad (2.10)$$

$\bar{\gamma}$  ist der über eine Oszillationsperiode gemittelte relativistische Faktor. Er ergibt sich für eine linear polarisierte elektromagnetische Welle zu  $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ . Der Winkel zwischen der ursprünglichen Bahn des Elektrons und dessen Bahn nach der Beschleunigung durch das „Herunterlaufen“ am ponderomotorischen Potential lässt sich wie folgt berechnen [44]:

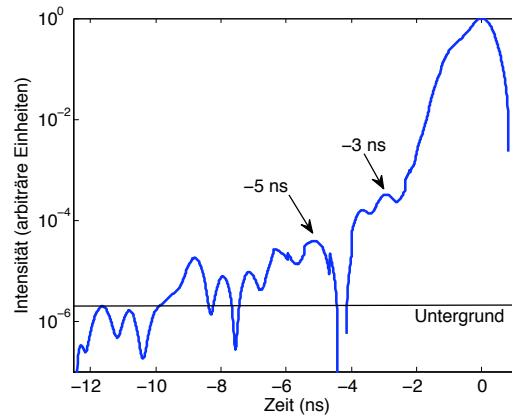
$$\tan^2 \Theta = \frac{2}{\bar{\gamma} - 1} \quad (2.11)$$

---

## 2.2 Laser-Plasma-Wechselwirkung und Elektronenbeschleunigung

---

In diesem Kapitel werden Prozesse veranschaulicht, die bei der Wechselwirkung eines intensiven Laserstrahls mit einem Festkörper bzw. mit einem Plasma auftreten. Speziell eingegangen wird auf die unterschiedlichen Methoden der Elektronenbeschleunigung und ihrer Bedeutung für die Ionenbeschleunigung.



**Abbildung 2.1:** Kontrastmessung am PHELIX-System. Aufgetragen ist die Intensität des gemessenen Pulses über der Zeit in logarithmischer Darstellung. Deutlich zu erkennen sind zwei Vorpulse bei 5 ns und bei 3 ns vor dem Hauptpuls. Die Doppelstruktur der Pulse sowie die starken Oszillationen im Bereich kleiner  $10^{-5}$  sind Artefakte des Messprinzips. Die maximale Intensität des Hauptpulses beträgt mehr als  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>. In der Abbildung ist nicht die wirkliche Pulslänge des Hauptpulses zu sehen. Sie erscheint hier wesentlich breiter. Dies ist bedingt durch die Zeitauflösung der Fotodiode, die bei der Messung verwendet wurde. Die tatsächliche volle Halbwertsbreite wurde mit einem Autokorellator bestimmt und beträgt 700 fs.

Die benötigten ultrahohen Intensitäten der Laserstrahlung werden, neben der Fokussierung des Strahls auf einige wenige Mikrometer, durch sehr kurze Pulse im Bereich unter 1 ps erreicht. Hierbei ist zu beachten, dass die wirkliche zeitliche Pulsstruktur im Experiment stark von der Aufbauweise des Lasersystems abhängt. Siehe dazu auch Kapitel 5.4 über das PHELIX-System. Die Qualität eines Pulses wird über seinen Kontrast bestimmt. Dies ist das Verhältnis der Intensität etwaiger vorhandener Vorpulse oder aber der verstärkten Selbstemission (ASE; engl.: amplified spontaneous emission) zur Peakintensität des Hauptpulses. Vorpulse können z.B. durch regenerative Verstärker im Lasersystem entstehen und finden sich als lokalisierte Peaks im Pulsverlauf wieder. ASE tritt sowohl in den Vorverstärkern als auch im Hauptverstärker auf und zeigt sich als langgezogene ansteigende Flanke des Hauptpulses. Abbildung 2.1 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer Kontrastmessung am PHELIX im Oktober 2008, bevor eine zusätzliche Pulssäuberung vorgenommen wurde. Die Intensität der Vorpulse bzw. der ASE liegt weit über der Ionisationsschwelle des Festkörpers von  $10^9$  W/cm<sup>2</sup>. Die durch den Laser freigesetzten Elektronen wechselwirken mit dem Festkörper und erzeugen weitere freie Elektronen durch Stoßionisation. Es bildet sich ein Vorplasma an der Oberfläche des Festkörpers aus, welches in Abhängigkeit von Parametern wie der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Ionenmasse  $m_i$  mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s = \sqrt{\frac{k_B Z_i T_e}{m_i}}$  expandiert. Die Wechselwirkung des Hauptpulses findet mit dem entstandenen Vorplasma statt, welches typische Größen von einigen Mikrometern hat, gegeben durch seine Skalenlänge  $l_s = c_s t$ .

Durch das ablatierte Vorplasma und den dadurch entstehenden Ablationsdruck kommt es zu einer Komprimierung und Aufheizung des Festkörpers durch eine Schockwelle, die entgegengesetzt zur Vorplasmaexpansionsrichtung in den Festkörper hineinläuft. Schockwellen sind ein wichtiger Faktor, der bei der Laser-Ionenbeschleunigung berücksichtigt werden muss, weil das Target durch die Komprimierung und Aufheizung zerstört werden kann, siehe Abschnitt 2.3.

Der Dichteverlauf des Vorplasmas ist exponentiell, bekommt aber durch die Schockwellenkomprimierung und durch den enorm hohen Lichtdruck des Lasers im Gigabarbereich einen steileren Verlauf.

Die Elektronen werden durch den Laserpuls, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, aus ihren Positionen im Vorplasma ausgelenkt. Dadurch entsteht eine rückwirkende Kraft auf die Elektronen, hervorgerufen durch den im Vergleich zu den Elektronen statischen Ionenuntergrund. Dies führt zu einer Oszillationsbewegung. Sie wird beschrieben durch die *Plasmafrequenz*:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 \tilde{\gamma} m_e} \quad (2.12)$$

Die Propagation des Lasers im Plasma ist abhängig von dessen Brechungsindex  $\eta_p$  der sich mit Hilfe der Plasmafrequenz wie folgt berechnen lässt:

$$\eta_p = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (2.13)$$

Durch den Brechungsindex wird ein Plasma in unterschiedliche Dichtebereiche eingeteilt. Sofern die Laserfrequenz  $\omega_L$  kleiner ist als die Plasmafrequenz  $\omega_p$  wird der Brechungsindex imaginär. Das Laserlicht kann in diesem Bereich nicht propagieren und wird reflektiert. Die Eindringtiefe ist gegeben durch die sogenannte *Skin-tiefe*, die sich zu  $l_s = c/\omega_p$  ergibt. Dieser Bereich des Plasmas wird als überkritisch bezeichnet. Dagegen kann sich der Laser bei einem Verhältnis von  $\omega_L > \omega_p$  im Plasma mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{ph} = c/\eta_p$  und der Gruppengeschwindigkeit  $v_{Gr} = c\eta_p$  fortbewegen. Das Plasma ist in diesem Bereich unterkritisch. Der Grenzfall für  $\omega_L = \omega_p$  wird durch die *kritische Dichte* charakterisiert. Sie ergibt sich zu:

$$n_c = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 m_e \tilde{\gamma}}{e^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \tilde{\gamma} / \lambda_L (\mu\text{m}) \mu\text{m}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (2.14)$$

Im Falle einer relativistischen Wechselwirkung kommt es zu einer Änderung der kritischen Dichte, da die Masse der Elektronen  $m_e$  zunimmt. Der Laser kann weiter in das Plasma eindringen, da  $n_c$  größer wird. Dieser Effekt ist als *relativistische Transparenz* bekannt. Zusätzlich kommt es durch die erhöhte Elektronenmasse auch zu einer Änderung der Plasmafrequenz und damit des Brechungsindex. Abhängig von der Intensität des Lasers variiert der Brechungsindex an verschiedenen Orten des Fokus. Eine höhere Intensität ergibt einen größeren Brechungsindex. Dies führt zur sogenannten *relativistischen Selbstfokussierung* des Lasers, welche wiederum höhere lokale Intensitäten nach sich zieht. Der Effekt der Selbstfokussierung kam bei den ersten Ionenbeschleunigungsexperimenten am PHELIX zum Tragen. Der niedrige Kontrast, siehe Abbildung 2.1, und die damit verbundene große Skalenlänge des Vorplasmas begünstigen diesen Effekt. Ein Nebeneffekt der Selbstfokussierung und der daraus folgenden höheren Laserintensität ist die begünstigte Beschleunigung von Ionen auf hohe Energien.

---

### 2.2.1 Elektronenbeschleunigungsmechanismen

---

Neben der ponderomotorischen Beschleunigung treten verschiedene andere Prozesse auf, die Elektronen auf hohe Energien beschleunigen können. Im Folgenden werden einige Mechanismen vorgestellt, die *heiße* Elektronen erzeugen. Abschließend wird in diesem Kapitel auf die Dichteverteilung und die mittlere Energie der heißen Elektronen eingegangen, die durch ponderomotorische Beschleunigung generiert wurden.

Dominante Prozesse bei nichtrelativistischen Wechselwirkungen sind zum einen die *inverse Bremsstrahlung*, zum anderen die *Resonanzabsorption* [45]. Als inverse Bremsstrahlung bezeichnet man den Prozess, bei dem ein Elektron ein Photon absorbiert, während es mit einem Ion oder einem anderen Elektron zusammenstößt und dabei Energie gewinnt. Bei der Resonanzabsorption fällt ein p-polarisierter Laserstrahl unter einem Winkel  $\theta$  zur Oberflächennormalen auf den Festkörper ein. Bei diesem Vorgang wird das Laserlicht bereits bei einer Dichte von  $n_e = n_c \cdot \cos^2(\theta)$  reflektiert. Der Anteil des elektrischen Feldes, der parallel zur Targetnormalen orientiert ist, kann bis zur kritischen Dichte tunneln und dabei eine resonante Elektronenplasmawelle, auch Plasmonenwelle genannt, anregen. Für Laserintensitäten größer als  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  haben diese Prozesse eine eher untergeordnete Bedeutung in Bezug auf die Erzeugung heißer Elektronen.

Bei sehr steilen Dichtegradienten des Vorplasmas, d.h. wenn die Skalenlänge in die Größenordnung der Wellenlänge des Lasers fällt, kommt es zu einem Beschleunigungsmechanismus, der unter dem Namen *Vakuumheizung*, *Bruneleffekt* oder aber auch als *not-so-resonant resonant absorption* [46] bekannt ist. In diesem Fall wird die Elektronenplasmawelle direkt an der kritischen Dichte erzeugt. Die Auslenkung der Elektronen ist dabei so stark, dass diese während der ersten halben Laserschwingung aus dem Festkörper ins Vakuum gezogen und während der nächsten Halbschwingung wieder zurück in den Festkörper getrieben werden. Der Laser kann dieser Bewegung nicht folgen, da er an der kritischen Dichte nicht weiter in den Festkörper eindringen kann.

Im Gegensatz zur Vakuumheizung mit einer Absorption der Laserenergie an der kritischen Dichte gibt es auch im dünneren Vorplasma bei Elektronendichten von  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  -  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  effektive Mechanismen, die Elektronen auf hohe Energien beschleunigen. Durch die ponderomotorische Beschleunigung der Elektronen kommt es zu einer niedrigeren Dichte im Bereich des Laserpulses, da die Elektronen wie oben bereits beschrieben aus den Gebieten höherer Intensität verdrängt werden. Durch die Wellenstruktur des Lasers entstehen Dichtemodulationen im Plasma, die sich mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_{Gr}$  fortbewegen. Dabei können Elektronen im korrespondierenden elektrischen Feld hinter dem Laserpuls gefangen und effektiv durch die erzeugte Plasmawelle beschleunigt werden. Dieser Mechanismus wird als *Wakefield-Beschleunigung* [47] bezeichnet. In Experimenten zur Wakefield-Beschleunigung mit sehr kurzen und intensiven Laserpulsen konnten quasi-monoenergetische Elektronen nachgewiesen werden [48–50]. Es wurde gezeigt, dass es zu einem „Wellenbrechen“ ähnlichen Prozess kommt, der dazu führt, dass die Elektronen in einer Art Blase gefangen sind, in der sie auf nahezu gleiche Energie beschleunigt werden. In der Literatur findet man diesen Prozess unter dem Namen *bubble acceleration* [51]. Durch diesen Beschleunigungsmechanismus können Elektronen auf Energien im GeV-Bereich beschleunigt werden [52].

Die ponderomotorische Beschleunigung zeichnet sich durch die Erzeugung einer hohen Anzahl heißer Elektronen aus. Dadurch wird sie zum dominanten Prozess für die anschließende Ionenbeschleunigung mittels Ladungsseparation. Im Folgenden soll die Dichteverteilung der ponderomotorischen Elektronen und die Bestimmung ihrer mittleren Energie kurz diskutiert werden.

Allgemein betrachtet, erfolgt die Beschleunigung der Elektronen durch das Laserfeld rein stochastisch. Daher ist es möglich, für die Dichteverteilung der Elektronen eine Maxwell-Jüttner-Verteilung anzunehmen [53]. Als Vereinfachung und unter Berücksichtigung, dass die Elektronen primär in Vorwärtsrichtung getrieben werden, wird die Dichte der Elektronen durch eine Boltzmann-Verteilung dargestellt:

$$n_{\text{Elekt.}} = n_0 \exp\left(-\frac{E}{k_B T_{\text{Elekt.}}}\right) \quad (2.15)$$

Der Term  $k_B T_{\text{Elekt.}}$  liefert einen Wert für die mittlere Energie der Elektronenverteilung.  $n_0$  ist die Gesamtanzahl der heißen Elektronen pro Volumeneinheit. Berücksichtigt man, dass nur Elektronen im Bereich des Laserfokus beschleunigt werden, ist  $n_0$  proportional zur Energie des Lasers  $E_L$  zu dessen Pulslänge  $\tau_L$  und zur bestrahlten Fläche  $\pi r_L^2$ . Gibt man die Anzahl der Elektronen als Funktion ihrer mittleren Energie an, so ergibt sich zusammenfassend zur Berechnung von  $n_0$ :

$$n_0 = \frac{\kappa E_L}{\pi r_L^2 c \tau_L} \quad (2.16)$$

Die Effizienz  $\kappa$  gibt an, wie hoch die Konversion von Laserenergie in kinetische Energie der heißen Elektronen ist. Nicht die gesamte Energie wird absorbiert, sondern ein großer Teil des Laserlichts wird reflektiert. Dies wird vor allem durch das Auftreten von parametrischen Instabilitäten verursacht, die durch nichtlineare Wechselwirkungen des Lasers mit dem Plasma hervorgerufen werden, siehe Kapitel 2.2.2. Eine Skalierung zwischen

Laserintensität und Effizienz zur Erzeugung heißer Elektronen wurde experimentell gefunden [54]. Danach berechnen sich die Effizienzen zu:

$$\kappa = 1,2 \cdot 10^{-15} I_L^{\frac{3}{4}} \quad (2.17)$$

Es wurde ein Maximum für  $\kappa$  von 50 % gefunden. Dies wird nur in Fällen von sehr hohen Laserintensitäten ( $I_L > 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ) überschritten [55].

Die mittlere Energie der heißen Elektronen ergibt sich analog zur Energieaufnahme bei der ponderomotorischen Beschleunigung, siehe Gleichung 2.10, zu:

$$k_B T_{\text{Elekt.}} = m_e c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} - 1 \right) \quad (2.18)$$

Mit Hilfe moderner hochintensiver Lasersysteme lassen sich Elektronenzahlen von über  $10^{13}$  erreichen. Die Elektronendichten ergeben sich demnach zu  $n_0 = 10^{20} - 10^{21}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$ .

Verschiedene weitere Prozesse zur Erzeugung heißer Elektronen treten bei der Wechselwirkung von intensiver Laserstrahlung mit Materie, respektive einem Plasma, auf. Die Absorptionsmechanismen sind vielzählig und hängen stark von Parametern wie der Beschaffenheit des Vorplasmas oder den Laserparametern ab. Allgemein anerkannt ist aber, dass die ponderomotorische Beschleunigung den Hauptbeitrag zur Erzeugung schneller Elektronen an der Vorderseite eines Festkörpertargets leistet.

---

## 2.2.2 Parametrische Instabilitäten

---

Bei der Wechselwirkung von Laserlicht eines Hochleistungslasers mit Materie kommt es immer auch zur Ausbildung von Nichtlinearitäten, welche zu parametrischen Instabilitäten führen. Diese sind nichtlineare Prozesse, die immer dann auftreten, wenn durch eine periodische Variation in einem Medium weitere Oszillationen, mit von der ursprünglichen Oszillation abweichender Frequenz, induziert werden. In einem Festkörper tritt solch ein Effekt z.B. durch die nichtlineare Polarisierbarkeit des Materials auf. Im Plasma können verschiedene Phänomene Nichtlinearitäten hervorrufen, unter anderem ponderomotorische Kräfte, relativistische Effekte wie die Massenerhöhung der Elektronen oder  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Kräfte. Als Folge wird eine sogenannte Pumpwelle erzeugt, die im Plasma neue Oszillationen und damit Wellen hervorruft. Es gibt verschiedene Typen von Wellen, die in einem Plasma vorliegen können, die elektromagnetische Welle und zwei Arten von Teilchenwellen. Davon entsteht die eine durch die kollektive Schwingung von Elektronen und wird Plasmonenwelle oder Langmuirwelle genannt, die andere wird durch die Schwingung von Ionen in Form einer akustischen Welle verursacht. Zur Beschreibung dieser Wellen sind im Folgenden deren Dispersionsrelationen angegeben:

$$\text{Elektromagnetische Welle : } \omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

$$\text{Plasmon / Langmuirwelle : } \omega^2 = \omega_p^2 + 3v_e^2 k^2$$

$$\text{Ionenakustische Welle : } \omega = kc_s = k \left( \frac{Zk_B T_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Unter der Annahme eines Lasers als Pumpquelle können verschiedene parametrische Instabilitäten im Plasma auftreten. Man unterscheidet zwischen Wechselwirkungen von Wellen mit anderen Wellen und Wechselwirkungen von Wellen mit Teilchen. Für die Welle-Welle-Wechselwirkungen können folgende Szenarien auftreten:

- Die Laserwelle kann eine ionenakustische Welle anregen, unter gleichzeitiger Streuung des Laserlichts. Dieser Effekt wird als stimulierte Brillouinstreuung (SBS) bezeichnet.



- Analog zur SBS kann eine Elektronenwelle angeregt werden. Der Mechanismus ist die stimulierte Ramanstreuung (SRS). Auch hierbei kommt es zur Streuung des Laserlichts.
- Bei der sogenannten Zerfallinstabilität gibt das Laserphoton seine gesamte Energie zur Erzeugung einer Elektronenwelle und gleichzeitig einer ionenakustischen Welle ab.
- Ein Zerfall in zwei Plasmonen ist ebenfalls möglich. Ein solches Phänomen wird als Zweiplasmoneninstabilität bezeichnet.

Bei den Welle-Teilchen-Wechselwirkungen handelt es sich immer um Comptonstreuungen. Hierbei kann auch zwischen verschiedenen Prozessen unterschieden werden, je nachdem ob Plasmonen oder ionenakustische Wellen mit erzeugt wurden.

Alle Mechanismen müssen die Energie- und die Impulserhaltung gewährleisten, welche gegeben werden durch die Gleichungen  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$  und  $\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ .

In Bezug auf die Konversion von Laserenergie in heiße Elektronen sind Effekte wie SRS und SBS von Bedeutung, da bei diesen Prozessen nicht die gesamte Energie im Plasma absorbiert wird, sondern es zu einer Streuung des Laserlichtes kommt. Dies beinhaltet auch Rückstreuung in das Lasersystem, wodurch Schäden entstehen können. Die Effizienz der Erzeugung heißer Elektronen ist deshalb begrenzt.

---

## 2.3 Laser-Ionenbeschleunigung

---

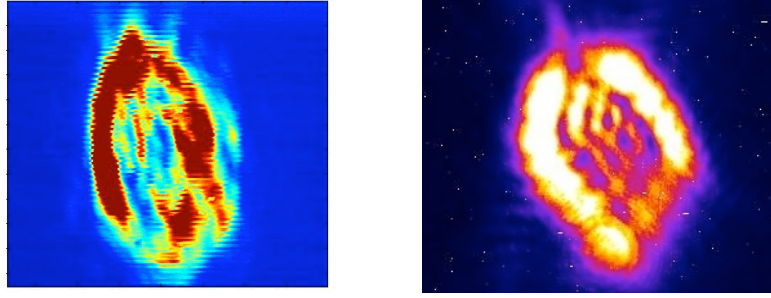
Analog zu der in Kapitel 2.1 beschriebenen Elektronenbeschleunigung kann man das benötigte Laserfeld und die entsprechende Laserintensität berechnen, die erforderlich sind, um Ionen direkt auf relativistische Geschwindigkeiten zu beschleunigen. Sie ergeben sich zu  $E_L = 6 \cdot 10^{15} \text{ V/m}$  und  $I_L = 5 \cdot 10^{24} \text{ W/cm}^2$ . Mit den heutzutage zur Verfügung stehenden Lasersystemen können diese Parameter nicht erreicht werden. Die Beschleunigung der Ionen muss deshalb indirekt über einen Ladungsseparationsmechanismus passieren.

Auf der Vorderseite des Targets kommt es zur Erzeugung schneller Ionen durch die Beschleunigung von elektrischen Feldern und durch Stöße mit den Elektronen. Diese Beschleunigung ist aber innerhalb der Plasmaexpansion nicht gerichtet, und die beschleunigenden Felder ändern sich stetig.

Anders verhält es sich auf der Targetrückseite. Durch die Beschleunigung der Elektronen in Vorwärtsrichtung kommt es zu einem Elektronenfluss in den Festkörper. Der Transport der Elektronen durch das Target konnte bis jetzt noch nicht vollständig beschrieben werden und wird weltweit noch intensiv untersucht. Die Elektronen propagieren mit dem durch Gleichung 2.11 gegebenen Divergenzwinkel durch das Target. Ihre Energien betragen im Mittel mehrere MeV. Damit tragen die Elektronen einen enorm hohen Strom,  $j_{\text{Elekt.}} = eN_{\text{Elekt.}} \tau_L$ . Berechnet man die transportierte Energie in diesem Strom, kann sie leicht die Laserenergie übersteigen. Um die Energieerhaltung zu gewährleisten, müssen Rückströme im Target fließen, um den Fluss der heißen Elektronen auszugleichen. Die Summe der Ströme muss Null ergeben,  $\sum j = 0$ . Es konnte gezeigt werden, dass der Elektronentransport maßgeblich vom verwendeten Targetmaterial abhängig ist, siehe Referenz [56]. Isolatoren behindern den Elektronenfluss und führen zu starker Filamentierung des Strahls. Daher werden generell leitende Materialien als Target verwendet.

Innerhalb des Targets kommt es zu Kleinwinkelstreuungen der Elektronen mit dem umgebenden Targetmaterial. Dies führt zu einer Veränderung der Elektronenverteilung. Die Strahlform wird homogener, aber je dicker das Target ist, desto mehr Energie verlieren die Elektronen. Für Targetdicken wie z.B.  $20 \mu\text{m}$  oder  $50 \mu\text{m}$  ist die Kleinwinkelstreuung der dominierende Prozess innerhalb des Targets.

Allgemein folgt die räumliche Elektronenverteilung der Intensitätsverteilung des Lasers [10]. Dies konnte unter anderem durch OTR-Messungen (engl.: optical transition radiation) nachgewiesen werden. Dabei wird ausge-



**Abbildung 2.2:** Links: Aufnahme des Laserfokus am Vulcan Petawattlaser. Der Strahl wurde auf  $160\text{ }\mu\text{m}$  im Durchmesser defokussiert. Rechts: Ergebnis der OTR-Messung für eine Bestrahlung einer metallischen Folie mit defokussiertem Laserstrahl. Deutlich zu sehen ist die Übertragung des räumlichen Intensitätsprofils des Lasers auf die durch die beschleunigten Elektronen abgegebene Strahlung. Damit konnte gezeigt werden, dass die heißen Elektronen eine Verteilung analog zum Laserprofil aufweisen. Dieses überträgt sich dann auch auf die beschleunigten Ionen.

nutzt, dass die Elektronen beim Übergang vom Festkörper ins Vakuum an der Rückseite des Targets Energie in Form von Strahlung verlieren. Ursache dafür ist die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen im Vakuum gegenüber dem Festkörper. Diese Strahlung kann mit Hilfe einer abbildenden Optik und einer Kamera aufgenommen werden. Abbildung 2.2 zeigt vergleichend die räumliche Laserverteilung eines defokussierten Strahls am Vulcan Petawattlaser des Rutherford Appellton Laboratory in England mit der gemessenen OTR [57]. Deutlich sind die unterschiedlichen Intensitätsbereiche, nahezu identisch zum Laserfokus, im OTR-Bild zu sehen.

Die heißen Elektronen treten auf der Rückseite des Festkörpers aus und bilden eine dichte Elektronenschicht, die ein starkes elektrisches Feld aufbaut. Elektronen mit geringer Energie können durch dieses selbstinduzierte Feld in den Festkörper zurückgetrieben werden und erfahren eine erneute Beschleunigung durch den Laser auf der Vorderseite des Targets. Dieser Effekt wird als *Rezirkulation* [10, 58] bezeichnet und führt zu einer Verbreiterung der Elektronenschicht auf der Rückseite des Targets. Zusätzlich kommt es durch entstehende starke Magnetfelder zu einer zusätzlichen Aufweitung der Elektronenverteilung (*fountain effect* [59]).

Die Ausdehnung des Feldes auf der Targetrückseite wird beschrieben durch die *Debyelänge* der Elektronen und ist gegeben durch:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

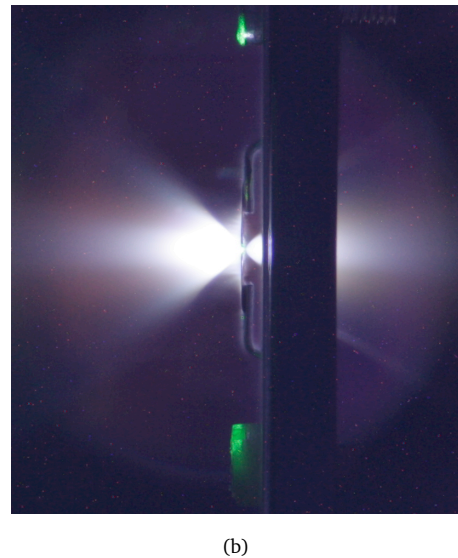
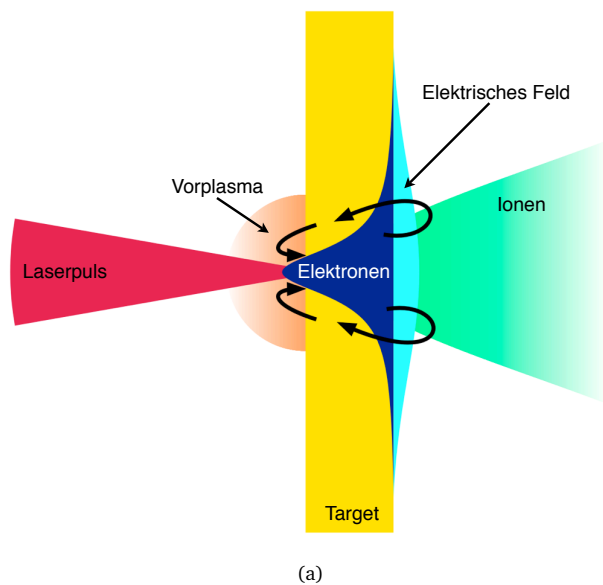
$n_0$  ist die maximale Elektronendichte auf der Rückseite des Targets, siehe Gleichung 2.16. Eine typische Länge, über die die Ladungsseparation auftritt, ist  $\lambda_D < 1\text{ }\mu\text{m}$  und liegt damit im Bereich der Laserwellenlänge. Die Stärke des erzeugten elektrischen Feldes ergibt sich zu:

$$E_{\text{Elekt.}} = \frac{k_B T_{\text{Elekt.}}}{e \lambda_D} \quad (2.20)$$

Es werden Werte von mehreren TV/m erreicht. Damit ist die Feldstärke vergleichbar mit der des elektrischen Feldes des Lasers.

Die Ladungsseparation mit einhergehender Erzeugung des elektrischen Feldes führt zur instantanen Feldionisation der Targetrückseite. Primär werden die obersten Schichten bestehend aus Ablagerungen von Kohlenwasserstoffverbindungen ionisiert. Es kommt zur Beschleunigung der Ionen entlang der Targetnormalen auf MeV-Energien. Dieser Prozess ist die sogenannte *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) [26].

Das rückseitige beschleunigende Feld bleibt für eine Zeit bestehen, die vergleichbar ist mit der Laserpulsdauer, im Gegensatz zu elektrischen Feldern auf der Vorderseite des Targets. Man spricht daher von einem quasistatischen Feld. Die Rezirkulation der Elektronen führt nicht nur zu einer Verstärkung des Feldes, sondern auch



**Abbildung 2.3:** *a)*: Schematische Darstellung der TNSA. Der Laser trifft im Bild von links auf das Target und wechselwirkt dort mit dem Vorplasma. Die heißen Elektronen (blau) propagieren durch das Target und bauen auf der Rückseite ein elektrisches Feld auf, das Ionen entlang der Targetnormalen beschleunigt (grün). Die Pfeile deuten die Rezirkulation der Elektronen an. *b)*: Aufnahme der Laser-Plasma-Wechselwirkung am PHELIX. Der Laser trifft im Bild von links auf das Target. Die Vor- und Rückseitenplasmaexpansion ist deutlich zu erkennen.

zu einem langsameren Abfall der Feldstärke, da immer wieder Elektronen auf der Vorderseite beschleunigt werden, die das Feld aufrecht erhalten. Wichtig hierbei ist, dass die Beschleunigung der Ionen von einer „kalten“ Oberfläche erfolgt, damit die Ladungsseparation bestehen bleibt. Die Dicke des Targets muss demnach so gewählt werden, dass die durch etwaige Vorpulse induzierte Schockwelle, die durch das Target läuft und es dabei aufheizt, noch nicht die Rückseite erreicht hat. Ultrakurze Pulse bei extrem hohem Kontrastverhältnis ermöglichen zwar die Verwendung sehr dünner Targets, aber für eine optimale TNSA sind Pulse mit mehreren hundert Femtosekunden Länge sinnvoll, da die Beschleunigungszeit der Ionen mit der Laserpulsdauer verknüpft ist. In Abbildung 2.3(a) ist der Prozess der Ionenbeschleunigung schematisch dargestellt.



---

### 3 Targetcharakterisierung

---

Die Targetcharakterisierung ist ein essentieller Bestandteil der experimentellen Physik. Physikalische Vorgänge, wie z.B. der Transport von Elektronen durch das Target, siehe Kapitel 2.3, können nur verstanden und physikalisch korrekt erklärt werden, wenn die Zusammensetzung und Beschaffenheit des Targets, egal ob flache Festkörperfolie, Hohlraum oder Gas, detailliert bekannt sind. Dazu sind Targetcharakterisierungsverfahren notwendig.

Für die hier beschriebenen Laser-Ionenbeschleunigungsexperimente, die ausschließlich mit Festkörpertargets durchgeführt worden sind, ist die Zusammensetzung der Oberflächenschichten von großem Interesse. Atome dieser obersten Lagen werden im Beschleunigungsprozess ionisiert und parallel zur Flächennormalen vom Festkörpertarget weg beschleunigt. Je nach Zusammensetzung und Dicke der einzelnen Schichten ist der Energiegewinn einzelner Ionenspezies sehr unterschiedlich. Teilchen mit dem höchsten Ladung-zu-Masse Verhältnis erfahren die stärkste Beschleunigung. Im Allgemeinen sind dies Protonen, welche aus Oberflächenverunreinigungen stammen, die durch die Wechselwirkung mit der Umgebungsluft entstehen.

Eine Oberflächenanalyse gibt Aufschluss über die Anzahl und Zusammensetzung der Verunreinigungen und liefert damit unter anderem auch Informationen über die maximal zu erreichende Teilchenzahl im Strahl, die bei einem Laser-Ionenbeschleunigungsprozess zu erwarten ist.

In diesem Kapitel werden Oberflächenanalysen an flachen metallischen Folien vorgestellt und Ergebnisse der durchgeführten Messungen präsentiert. Hierbei wird detailliert auf die Untersuchungen der Zusammensetzung der Targetoberfläche eingegangen, die entscheidend ist für die Strahlcharakteristika der beschleunigten Teilchen.

Es existiert eine Vielzahl an Oberflächenanalysemethoden. Die meisten lassen sich in zwei Gruppen einteilen, die Mikroskopie und die Spektroskopie. Während die Mikroskopie unter anderem Daten über die Oberflächenstruktur und über die Gleitebenen von Kristalliten an der Oberfläche liefert, ermöglicht die Spektroskopie eine Analyse der Konzentration der Elemente im Oberflächenbereich und der elektronischen Struktur der Probe.

Nachfolgend werden zwei spektroskopische Methoden vorgestellt, die zur Analyse der Oberflächenzusammensetzung flacher Folien eingesetzt wurden. Zum einen ist dies die Photoelektronenspektroskopie mit Röntgenstrahlen (XPS), die auf dem photoelektrischen Effekt beruht [60], und zum anderen die elastische Rückstreudektionsanalyse, engl. elastic recoil detection analysis (ERDA), bei der die Probe mit hochenergetischen Ionen bestrahlt wird.

---

#### 3.1 Photoelektronenspektroskopie

---

Die Photoelektronenspektroskopie besteht aus zwei Hauptbereichen, zum einen der Untersuchung der Probe mit ultravioletttem Licht (UPS) und zum anderen der Analyse der Probe unter Verwendung von Röntgenstrahlen (XPS). Ausführliche Informationen zu den Methoden finden sich in [61].

Die Analyse liefert Informationen über die Elementzusammensetzung der Oberfläche der bestrahlten Probe und über den vorliegenden chemischen Bindungszustand. Es kommen eine Vielzahl von Materialien in Frage, von Metallen über Legierungen und Oxiden bis hin zu Polymeren und biologischen Proben. Die Messung beruht auf der Anregung von Elektronen über den Prozess des Photoeffekts. Die Elektronen werden stark genug angeregt, um vom Atom gelöst zu werden. Die kinetische Energie der Elektronen wird anschließend im Detektor bestimmt.

Die Informationstiefe beträgt je nach Material bis zu drei Nanometern. Sie ist abhängig von der mittleren freien Weglänge der angeregten Elektronen in der Probe.

Als Röntgenquellen eignen sich Al  $K_{\alpha}$ - oder Mg  $K_{\alpha}$ -Quellen mit Energien der Röntgenphotonen von 1486,6 eV bzw. 1253,6 eV. Vielfach wird auch Synchrotronstrahlung verwendet, da sich dabei die Photonenenergie nahezu beliebig variieren lässt, von einigen eV bis zu mehreren keV.

Als Analysator kommen Elektronenlinsensysteme zum Einsatz, die die einzelnen Elektronen entsprechend ihrer kinetischen Energie separieren. Die Detektion erfolgt im einfachsten Fall durch einen Faradaybecher, jedoch bei sehr kleinen Strömen kann ein Sekundärelektronenvervielfacher, z.B. ein „Channeltron“, zum Einsatz kommen. Die gemessene kinetische Energie setzt sich wie folgt zusammen:

$$E_{kin} = h\nu - E_b - \phi \quad (3.1)$$

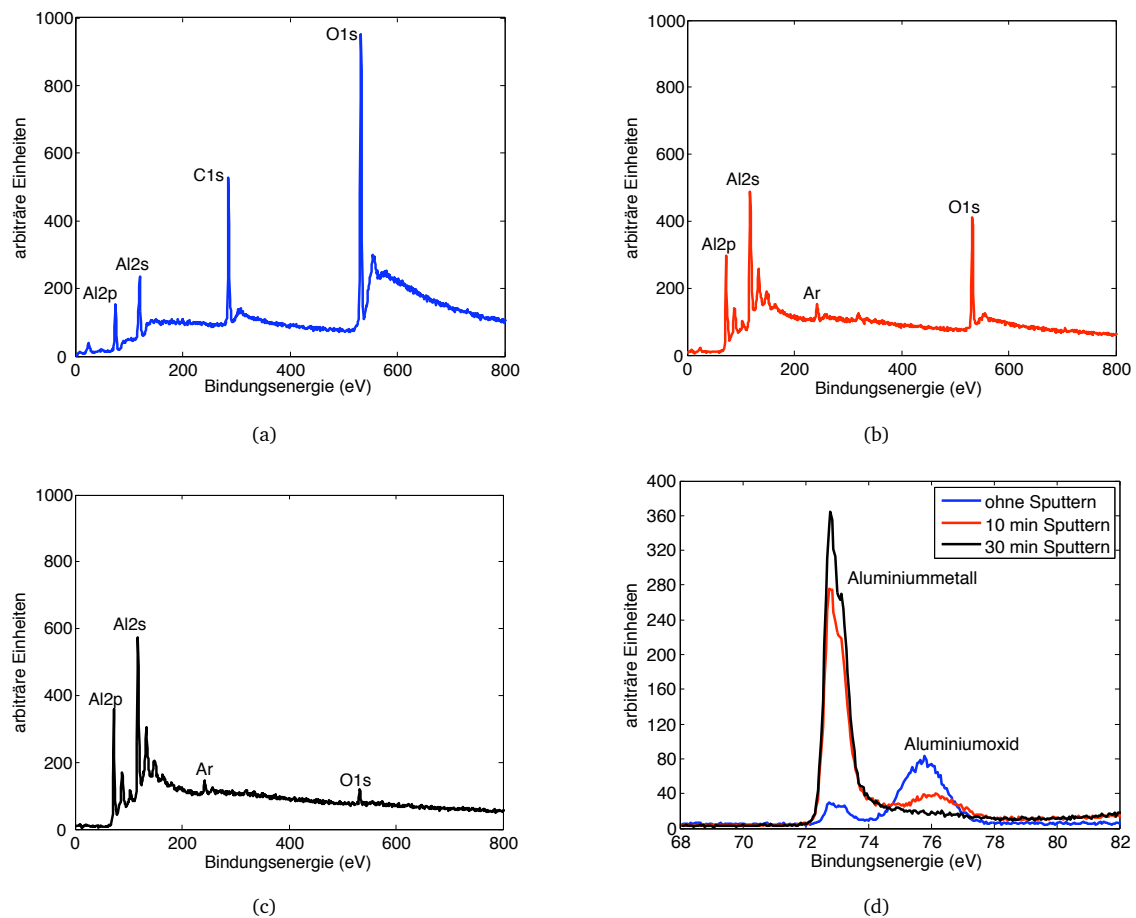
Hierbei ist  $E_{kin}$  die kinetische Energie des Elektrons,  $h\nu$  die Energie des anregenden Röntgenphotons,  $E_b$  die Bindungsenergie des Elektrons und  $\phi$  die Austrittsarbeit. Für Metalle kann die Bindungsenergie mit der Fermienergie des Materials gleichgesetzt werden.

Gleichung 3.1 beschreibt den theoretischen Idealfall. Eine Reihe weiterer Faktoren müssen berücksichtigt werden, die Einfluss auf die Höhe der Bindungsenergie haben. Die chemische Zusammensetzung der Probe spielt hierbei eine Rolle. Durch den Einfluss der Nachbaratome auf das untersuchte Atom kommt es zu einer sogenannten chemischen Verschiebung, welche eine Änderung der Energie des Grundzustandes verursacht. Dies entsteht dadurch, dass die Nachbaratome unterschiedlich stark die Elektronen des angeregten Atoms anziehen und damit die Bindungsenergie ändern. Zusätzlich kommen Relaxationseffekte zum Tragen. Neben den statischen Effekten der chemischen Verschiebung beschreiben diese Prozesse die Dynamik der Anregung der Elektronen. Das entstandene Loch kann sowohl durch ein Elektron der Rumpfelektronen, lokalisiert nahe am Atom, oder durch ein delokalisiertes Elektron aus dem Valenzband aufgefüllt werden. Dies führt wiederum zu einer Änderung der Bindungsenergie und folglich auch der kinetischen Energie des emittierten Elektrons. Weiterhin ergeben sich Energieverluste durch Anregung von Plasmonen und durch das Auftreten von Zweielektronenprozessen. Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich schließlich eine effektive Bindungsenergie  $E_b^{eff}$ .

Die Stärke eines gemessenen Signals bzw. die integrierte Peakintensität gibt Aufschluss über den Anteil eines Elements auf der Oberfläche einer Probe. Zur Vereinfachung der Messung wird in der Regel eine Referenzprobe bekannter Zusammensetzung unter identischen Bedingungen vermessen, um alle unbekannten Faktoren der Messapparatur vernachlässigen zu können.

Für einfache chemische Verbindungen liefert die XPS eine Reproduzierbarkeit der quantitativen Analyse von 10 %. Ein Nachteil der XPS-Methode ist, dass Wasserstoff nicht detektiert werden kann, da durch die Röntgenstrahlung primär Rumpfelektronen angeregt werden.

Abbildung 3.1 zeigt Ergebnisse einer XPS-Messung, die im Fachgebiet Oberflächenforschung am Fachbereich Materialwissenschaft der TU Darmstadt durchgeführt wurde. Die Probe war eine flache Aluminiumfolie mit einer Dicke von 20  $\mu\text{m}$ . Die Bestrahlung erfolgte unter Verwendung einer 300 W Röntgenröhre unter einem Winkel von 45° zur Targetnormalen. Gezeigt sind die Übersichtsspektren dreier Messungen 3.1(a)-(c) und eine Zusammenfassung der Analyse der Aluminiumkomponente Al2p, jeweils aufgetragen in arbiträren Einheiten gegenüber der Bindungsenergie in eV. Der erste Graph, Abbildung 3.1(a), zeigt ein Übersichtsspektrum, auf dem deutlich die Linien der einzelnen Oberflächenelemente zu identifizieren sind. Der stärkste Peak stammt hierbei von Sauerstoffatomen, da Aluminium auf seiner Oberfläche eine mehrere Nanometer dicke Oxidschicht aufweist. Die Intensität des Kohlenstoffsignals ist etwas schwächer, was auf eine niedrigere Konzentration als Sauerstoff schließen lässt. Kohlenstoff lagert sich aus der Luft in Form von Kohlenwasserstoffbindungen auf



**Abbildung 3.1:** a): XPS Übersichtsspektrum eines 20 µm dicken Aluminiumtargets; b): Übersichtsspektrum nach 10 minütigem Sputtern und c) nach 30 minütigem Sputtern; d): Darstellung der Al<sub>2</sub>p-Elektronenlinie. Die unterschiedlichen chemischen Bindungen im Oxid und Metall führen zu einer Verschiebung der Bindungsenergie.

der Probenoberfläche ab. Die Wasserstoffatome können, wie oben bereits erwähnt, mit XPS nicht nachgewiesen werden. Zusätzlich konnten zwei Aluminiumlinien identifiziert werden.

Ein erster Hinweis auf die Stärken der Oberflächenverunreinigungen, bestehend aus Kohlenwasserstoffen und der Aluminiumoxidschicht, kann durch die Durchführung einer Oberflächenreinigung und anschließender erneuter XPS-Messung gewonnen werden. In diesem Fall wurde eine *sputter gun* verwendet. Beim Sputtern wird die Probenoberfläche mit z.B. Argonionen beschossen, um die Oberflächenatome abzutragen. Die Abtragrates ergibt sich aus dem Ionenstrom, welcher rund 1 µA betrug, und der Oberflächenbeschaffenheit der Probe.

Die Abbildungen 3.1(b) und 3.1(c) zeigen zwei weitere XPS-Übersichtsspektren, aufgenommen nach zehn respektive dreißig Minuten Sputtern. Das Kohlenstoffsignal ist nach zehnminütigem Sputtern bereits vollständig verschwunden. Das zeigt, dass die Kohlenwasserstoffe bevorzugt die obersten Schichten der Verunreinigungen ausmachen und damit durch den Ionenbeschuss als erste abgetragen werden. Dies ist eine wichtige Information, da Teilchen, die in den obersten Lagen lokalisiert sind, bei der TNSA als erste beschleunigt werden und dabei das maximale elektrische Beschleunigungsfeld auf sie wirkt, siehe Kapitel 2.3. Das Sauerstoffsignal wurde auf die Hälfte der Ausgangsstärke reduziert und im Gegenzug hatten sich die Peaks der Aluminiumatome verdoppelt. Zusätzlich konnte bei einer Bindungsenergie von rund 240 eV ein weiteres Element gemessen werden. Ein Teil der beim Sputtern verwendeten Argonionen verbleibt auf der Oberfläche und konnte bei der XPS-Messung nachgewiesen werden.



Nach dreißigminütigem Sputtern war auch die Oxidschicht nahezu vollständig abgetragen, und die dominierenden Peaks im Übersichtsspektrum sind die verbleibenden Aluminiumlinien, siehe Abbildung 3.1(c). Die Auflösung der XPS betrug 0,8 eV. Dadurch war es möglich, zwischen dem Anteil des Aluminiums aus dem Oxid und aus dem Metall zu unterscheiden. Abbildung 3.1(d) zeigt den Messbereich zwischen 68 eV und 82 eV. Bei diesen Energien ist die Linie der Al2p-Elektronen lokalisiert. Deutlich zu erkennen sind zwei um rund 3 eV zueinander verschobene Peaks. Dies sind die verschiedenen Beiträge der Aluminiumatome aus dem Oxid und aus dem Metall. Die unterschiedliche chemische Zusammensetzung führt zu einer Änderung der Bindungsenergie. Auch hier war zu sehen, dass die Oxidschicht nach dreißigminütigem Sputtern abgetragen wurde.

### 3.2 ERDA - Elastic Recoil Detection Analysis

Parallel zu den XPS-Messungen wurde mit Hilfe einer zweiten Methode die Oberfläche flacher metallischer Folien untersucht, der elastischen Rückstreudetektionsanalyse (engl. elastic recoil detection analysis, ERDA). Im Gegensatz zur XPS werden hierbei schwere hochenergetische Ionen als Projektile verwendet, z.B. Xenon, die unter einem Winkel auf die Probe geschossen werden. Die Projektile treten in die Probe ein, verlieren beim Durchgang durch den Festkörper Energie und können elastisch an einem Atomkern gestreut werden. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Streuprozess ist durch den Streuquerschnitt  $\sigma_{ERDA}$  gegeben. Während der Streuung erfährt der Atomkern einen Energieübertrag. Ist dieser Energieübertrag hoch genug, wird das Atom aus dem Verband gelöst und propagiert nun als sogenanntes Ejektil entsprechend der Streugeometrie durch die Probe. Dabei verliert es, ebenso wie das Projektil, Energie, bis es den Festkörper mit einer spezifischen Endenergie  $E_{Ejektil}$  verlässt. Diese ergibt sich zu:

$$E_{Ejektil} = k \cdot (E_{Projektil} - \Delta E_{Projektil}) - \Delta E_{Ejektil} \quad (3.2)$$

$E_{Projektil}$  beschreibt die Energie des Projektils vor dem Auftreffen auf die Probe,  $\Delta E_{Projektil}$  und  $\Delta E_{Ejektil}$  sind die Energieverluste des Projektils bzw. des Ejektils im Festkörper und  $k$  ist der kinematische Faktor. Dieser ist das Verhältnis der Energie des Projektils vor dem Stoß und der Energie des Ejektils nach dem Stoß.

Zu einem elastischen Streuprozess kann es kommen, wenn die Energie des Projektils unterhalb der Energie des Coulombwalls liegt. Ist dies der Fall, kann die komplette Stoßgeometrie vollständig durch Energie- und Impulserhaltung beschrieben werden.

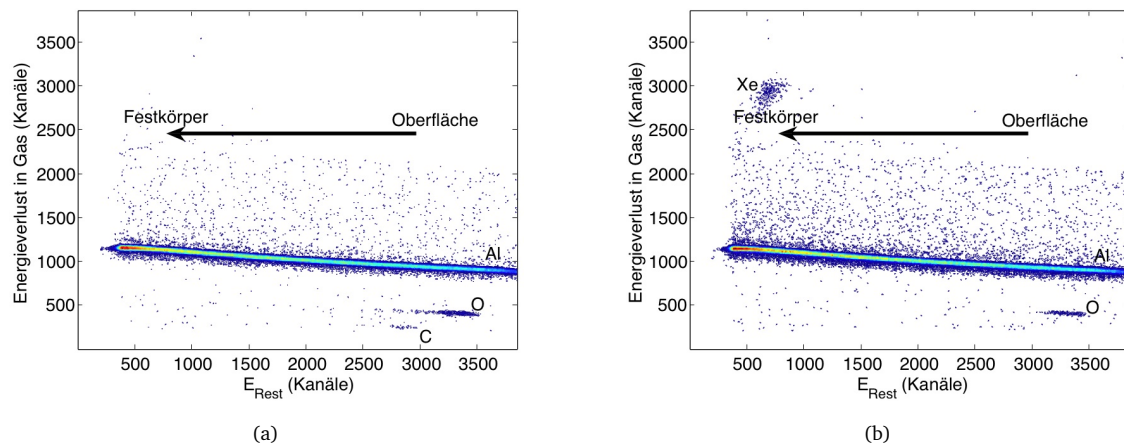
Für eine optimale Tiefenauflösung ist es nötig, dass der Energieverlust des Projektils und des Ejektils möglichst groß ist, um zwischen den Teilchen aus unterschiedlichen Schichten unterscheiden zu können. Daher wird der Streuwinkel  $\phi$ , dies ist der Winkel zwischen der Verlängerung der Projektiltrajektorie und der Ejektiltrajektorie, sehr klein gewählt, d.h. der Einfallswinkel des Projektils, gemessen zur Flächennormalen der Probe, muss möglichst groß sein. Man spricht von einem streifenden Einfall. Zusätzlich skaliert der kinematische Faktor proportional zum Quadrat des Kosinus des Streuwinkels,  $k \sim \cos^2 \phi$ . Damit ergibt sich ein maximaler Energieübertrag auf das Ejektil bei kleinen Streuwinkeln  $\phi$ .

Die Streuquerschnitte  $\sigma_{ERDA}$  geben das Verhältnis der Anzahl der Ejektile  $N_{Ejektil}$ , gemessen in einem Raumwinkel  $\Omega$ , pro Anzahl der Probenatome in einem Raumvolumen  $N_{Probe}$  und der Schichtdicke der Probe  $d$  sowie pro Anzahl der Projektile,  $N_{Projektil}$ , an:

$$\sigma_{ERDA} = \frac{N_{Ejektil}}{\Omega N_{Projektil} N_{Probe} d} \quad (3.3)$$

Sie lassen sich analytisch nach den Ergebnissen von E. Rutherford [62] berechnen. Kombiniert mit den bekannten Anzahlen der Projektile und Ejektile und dem vom Detektor abgedeckten Raumwinkel kann man nach Gleichung 3.3 auf die Zusammensetzung der Probe  $N_{Probe} \cdot d$  rückschließen.





**Abbildung 3.2:** a): Übersichtsspektrum einer ERDA-Messung unter Verwendung einer Ionisationskammer als Detektor; b): Messung desselben Targets wie in a), nach fünfzehnminütigem Sputtern mit  $\text{Xe}^{18+}$ .

Die Energieverluste der Ionen im Festkörper, engl. stopping power, sind abhängig von der Teilchenenergie und der Zusammensetzung der Probe. Sie teilen sich auf in einen elektronischen Anteil, der die Wechselwirkung der Ionen mit dem Elektronensystem des Festkörpers beschreibt, und in einen nuklearen Anteil, der durch Kleinwinkelstreuungen an Atomrümpfen entsteht. Diese Daten sind tabelliert und können unter anderem in Referenz [63] nachgeschlagen werden.

Die Messung der Ejektile erfolgt entweder in mit Gas gefüllten Ionisationskammern, in denen das Verhältnis der verlorenen Energie des Ions im Gas zur Restenergie bestimmt wird ( $\Delta E - E_{\text{Rest}}$ ), durch Flugzeitmessungen oder durch eine magnetische oder elektrostatische Analyse. Die Wahl des Detektors hängt von den zu untersuchenden Ionen ab. Protonen können z.B. in einer Ionisationskammer durch ihren zu geringen Energieverlust in Gas nicht nachgewiesen werden.  $\Delta E - E_{\text{Rest}}$ -Messungen eignen sich für schwerere Teilchen aber sehr gut. Dagegen können Protonen mit Flugzeitmessungen oder aber durch eine hochauflösende ERDA mit Hilfe einer magnetischen Analyse bestens nachgewiesen werden.

Für die vorliegende Arbeit wurden ERDA-Messungen sowohl an der GSI mit einer Ionisationskammer als auch an der Universität der Bundeswehr in München mit einem magnetischen Analyseverfahren durchgeführt. Abbildung 3.2 zeigt die Ergebnisse der Messungen an der GSI. Die Probe war identisch zu der der XPS-Analyse. Es handelte sich um eine  $20\ \mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie. Als Projektil wurde  $\text{Xe}^{18+}$  mit einer Energie von  $1,4\ \text{MeV/u}$  verwendet. Die Abbildung zeigt zwei Übersichtsspektren, aufgetragen ist der Energieverlust der Ejektile im Gas der Ionisationskammer gegenüber ihrer Restenergie am Ausgang der Kammer. Analog zur XPS-Messung konnten neben dem Aluminiumsignal auch Sauerstoff- und Kohlenstoffatome nachgewiesen werden. Ejektile, die aus den Oberflächenschichten der Probe stammen, finden sich in der Abbildung bei hohen Restenergien wieder, bedingt dadurch, dass der Energieverlust im Festkörper relativ klein war im Gegensatz zu Teilchen, die in tieferen Schichten aus dem Atomverband herausgelöst wurden.

Abbildung 3.2(a) zeigt eine Messung der unpräparierten Aluminiumfolie. Die zweite Messung, Abbildung 3.2(b), wurde aufgenommen nach einem fünfzehnminütigem Sputtern mit den Xenonionen. Das Kohlenstoffsignal ist komplett verschwunden, und das Sauerstoffsignal konnte auf 50 % reduziert werden. Die Ergebnisse der XPS konnten damit reproduziert werden. Weiterhin zu sehen ist ein starkes Xenonsignal. Auch hier kam es wie bei der XPS zu einem Eintrag der Sputterionen in die Probe, welche später in der Analyse nachgewiesen werden konnten.

Die Daten der ERDA-Messung an der GSI, aufgenommen mit Hilfe der Ionisationskammer, konnten keinen Auf-

Probe	Atom	Atome / cm <sup>2</sup>
Aluminium	H	$1,46 \times 10^{16}$
	C	$6,94 \times 10^{15}$
	O	$3,03 \times 10^{16}$
Kupfer	H	$1,91 \times 10^{16}$
	C	$1,37 \times 10^{16}$
	O	$1,61 \times 10^{16}$
	N	$6,36 \times 10^{14}$

**Tabelle 3.1:** Teilchenkonzentrationen auf den Oberflächen einer Aluminium-, respektive einer Kupferfolie mit jeweils 20  $\mu\text{m}$  Dicke. Die Messungen wurden aufgenommen durch eine hochauflösende magnetische ERDA-Messung.

schluss über die auf der Oberfläche der Probe abgelagerten Wasserstoffatome geben. Daher wurde eine zweite Messreihe an der Universität der Bundeswehr in München durchgeführt, bei denen die Ejektile in einem starken Dipolfeld entsprechend ihrer Art und Energie selektiert wurden. Bei dieser Messung konnten neben den schwereren Elementen auf der Oberfläche auch die Konzentration der Wasserstoffatome nachgewiesen werden. In Tabelle 3.1 sind die Teilchenzahlen für ein Aluminiumtarget sowie für ein Kupfertarget zusammengefasst. Die Bestimmung der Flächendichten der einzelnen Elemente gibt zum einen Aufschluss über die maximal mögliche Teilchenzahl, die bei einer Laser-Ionenbeschleunigung erreicht werden kann. Zum anderen liefert sie einen Ansatz zur Entwicklung möglicher Reinigungsverfahren für Experimente zur Beschleunigung schwererer Ionen oder für die spezifische Züchtung von Monolayern auf der Targetrückseite, die zur Beschleunigung quasi-monoenergetischer Teilchenstrahlen führen kann, siehe Kapitel 7.3.

In Kapitel 4.1.3 wird die Quellgröße der laserbeschleunigten Protonen auf der Targetrückseite zu 400  $\mu\text{m}$  im Durchmesser bestimmt. Dies entspricht einer Fläche von 0,005 cm<sup>2</sup>. Die maximale Anzahl zu beschleunigender Protonen ergibt sich damit zu  $7,34 \cdot 10^{13}$  für ein Aluminiumtarget und zu  $9,60 \cdot 10^{13}$  für ein Kupfertarget. Diese Werte können als eine obere Grenze interpretiert werden.

---

## 4 Strahlcharakterisierung

---

Die Untersuchung einer neuen Teilchenquelle beinhaltet die Charakterisierung der Strahlparameter der beschleunigten Teilchen. Primäres Interesse liegt dabei auf der Teilchenspezies, dem Stromfluss der Teilchen, d.h. der Anzahl der Teilchen pro Zeit, und ihrer Maximalenergie. Speziell für weitere Anwendungen sind zusätzlich Größen wie Energiebreite, Divergenz und Emittanz des Strahls wichtig. Das beste Beispiel hierfür ist der in Kapitel 5 beschriebene Strahltransport von Protonen. Dabei wird gezielt versucht, den Protonenstrahl mit Hilfe einer magnetischen Optik einzufangen und über eine längere Strecke zu transportieren. Dazu wird die Divergenz des Strahls stärkst möglich reduziert, um eine Parallelisierung der Protonentrajektorien zu erreichen. Für eine optimale Anpassung der Ionenoptik müssen die Ursprungsparameter des Strahls direkt nach der Erzeugung bekannt sein.

Für die Diagnostik der Ionen- und speziell der Protonenstrahlen wurden verschiedene Detektoren verwendet. In den folgenden Kapiteln werden diese erläutert. Das Auswerteverfahren der experimentell gewonnenen Daten und die Bestimmung der oben genannten Strahlparameter werden vorgestellt. Speziell entwickelte Targets kamen dazu im Experiment zum Einsatz, deren Effekt auf das Strahlprofil der erzeugten Ionen erklärt wird.

Große Bedeutung bei der Strahlcharakterisierung haben Filmdetektoren, die sowohl die räumliche, als auch die spektrale Verteilung der Protonen zugänglich machen, siehe Abschnitt 4.1. Zusätzlich werden neue Methoden der Strahldiagnose vorgestellt, die auf einer nuklearen Aktivierung basieren, siehe Abschnitt 4.2, und es wird ausführlich auf die Verwendung eines speziellen Magnetspektrometers eingegangen, mit dem sich beliebige Teilchenspezies und deren verschiedene Ladungszustände analysieren lassen, siehe Abschnitt 4.3.

---

### 4.1 Radiochromatische Filme

---

Die Hauptdiagnostik, die zur Untersuchung der lasererzeugten Protonenstrahlen verwendet wird, sind radiochromatische Filme (RCF) [64], deren Einsatz sich in zahlreichen Experimenten zur Laser-Ionenbeschleunigung bewährt hat.

Die Untersuchung laserbeschleunigter Protonen unter Verwendung von RCF und deren Auswertung sind ausführlich in [6] beschrieben. Das Verfahren ist benannt als *Radiochromic film imaging spectroscopy (RIS)*.

Die Detektion von Teilchen, die bei einer Laser-Plasmawechselwirkung entstanden sind, stellt hohe Anforderungen an den zu verwendenden Detektor. Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Resistenz des Detektors gegenüber starker elektromagnetischer Störstrahlung, die während der Reaktion des Lasers mit beispielsweise einem Festkörpertarget auftritt. Eine Möglichkeit zur Analyse der Ionen sind nukleare Aktivierungsverfahren, z.B.  $(p, n)$ -Reaktionen. Siehe dazu Kapitel 4.2. Eine andere Option sind Filmdetektoren. Sie haben den großen Vorteil, dass sie nicht anfällig sind gegenüber elektromagnetischer Störstrahlung, und gleichzeitig liefern sie eine sehr hohe räumliche Auflösung des untersuchten Teilchenstrahls.

Zum Einsatz im Experiment kamen zwei verschiedene Typen von RCF, die sich durch ihre Zusammensetzung und damit durch ihre Sensitivität unterscheiden. Die Typenbezeichnungen sind HD-810 und MD-55 von der Firma GafChromic®. In Industrie und Medizin sind diese Filme weit verbreitet und werden unter anderem zur Dosimetrie in der Strahlentherapie eingesetzt. RCF können zur Detektion von Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlung, von Elektronen, sowie von Neutronen und Ionen verwendet werden. Der MD-55 Film besitzt eine höhere Sensitivität im Vergleich zum HD-810 und wurde für die Bestrahlung mit moderaten Dosen (Dosis = deponierte Energie pro Masse) entwickelt, der HD-810 für die Bestrahlung mit hohen Dosen. Ein Nachteil der RCF ist ihre Sensitivität

gegenüber ultraviolettem Licht, z.B. Sonnenlicht, das zu einer Färbung des Films führen kann. Zusätzlich sind die Filme nicht hitzebeständig und müssen daher bei Temperaturen nicht höher als Zimmertemperatur gelagert werden.

Die aktiven Schichten der Filme, d.h. diejenigen Schichten, die auf den Beschuss durch ionisierende Strahlung reagieren, durchlaufen bei Bestrahlung eine Polymerisation, die zu einer von der Strahlungsstärke abhängigen Blaufärbung des Films führt. Die Blaufärbung erfolgt dadurch, dass die Polymerisation eine Änderung des Absorptionsspektrums des Films bewirkt. Die Färbung entsteht instantan, und es kommt nur zu einer leichten Nachdunkelung in den ersten 24 Stunden. Spätestens nach zwei Wochen bleibt die Färbung konstant. Der große Vorteil ist, dass eine anschließende, unter Umständen aufwendige, Filmentwicklung nicht notwendig ist. Ein weiterer Vorzug der RCF ist die sehr hohe räumliche Auflösung. Die Korngröße der aktiven Schicht beträgt  $2\text{ }\mu\text{m}$  mal  $2\text{ }\mu\text{m}$ .

Primär können nur Protonenstrahlen mit RCF akkurat analysiert werden, da schwere Ionen durch ihr hohes Abbremsvermögen bereits in der der aktiven Schicht vorgelagerten Schutzschicht (bei allen Filmtypen vorhanden) gestoppt werden. Eine vom Hersteller neu entwickelte HD-810 Zusammensetzung ohne Schutzschicht gibt die Möglichkeit, auch diese Teilchen zu untersuchen. Die Extraktion eines vollständigen Teilchenspektrums, wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, scheitert aber weiterhin an dem hohen Abbremsvermögen der schweren Ionen.

Ausgelesen werden die RCF mit Hilfe eines kommerziellen Flachbettscanners, *ArtixScan 1800f*. Dieser liefert pixelweise die optische Dichte des gescannten Films. Der Scanner selber wurde unter Verwendung eines zertifizierten Graukeils auf optische Dichte kalibriert. Die maximal auflösbare optische Dichte (OD) beträgt 3,0. Für eine gute Auflösung wurde nur im Bereich bis 2,5 OD gearbeitet. Dies ist für die Analyse von RCF, die mit laserbeschleunigten Protonen bestrahlt wurden, bis auf einzelne Ausnahmen, ausreichend.

---

#### 4.1.1 Kalibrierung der radiochromatischen Filme

---

Die Kalibrierung der radiochromatischen Filme auf Protonenstrahlen wurde am Tandembeschleuniger des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt. Bestrahlt wurden die Filme bei einer konstanten Protonenenergie von 8 MeV und bei einem Strahlstrom von 50 pA. Der Protonenstrahl wurde stark defokussiert und durch eine 10 mm im Durchmesser große Blende kollimiert, um eine möglichst homogene Bestrahlung des Films zu gewährleisten. Es wurde in Transmission gemessen, d.h. hinter dem bestrahlten RCF wurde der Strom des Protonenstrahls mit einer Faraday-Tasse aufgenommen. Grundsätzlich reicht dieser Aufbau zu einer ersten Kalibrierung, bei der die deponierte Energie im RCF mit dem gemessenen Strom in der Faraday-Tasse unter Berücksichtigung der Bestrahlungszeit verglichen wird. Für eine präzisere Bestimmung des Strahlstroms wurde das Ausgangssignal der Faraday-Tasse auf einen Stromintegrator gegeben, der den gemessenen Strom in eine Frequenz konvertiert. Mit Hilfe eines nachgeschalteten Diskriminators und eines digitalen Zählers lässt sich eine Zählrate extrahieren. Durchgeführte Langzeitmessungen zeigten eine Proportionalität der gemessenen Ereignisse durch den Zähler und des Stroms an der Faraday-Tasse. Durch diesen Aufbau war die Messung unabhängig von der Bestrahlungszeit, die nur ungenau bestimmt werden konnte. Beim Durchgang durch den RCF wurde der Protonenstrahl aufgestreut. Es konnte nur noch ein Drittel des ursprünglichen Stroms mit der Faraday-Tasse gemessen werden. Dies wurde bei der Kalibrierung berücksichtigt.

Die Berechnung der deponierten Energie im RCF bei bekanntem Strahlstrom wurde mit Hilfe des Programms SRIM [63] berechnet. Nachfolgende Gleichung beschreibt die Umrechnung der optischen Dichte, erlangt durch das Auslesen der RCF mit dem Flachbettscanner, in deponierte Energie pro Flächeneinheit:

$$E_{\text{deponiert}} = \exp \left( \sum_{k=1}^8 A_k OD^{B_k} \right) \quad \text{in } \frac{\text{keV}}{\text{mm}^2} \quad (4.1)$$

$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$	$A_8$	$A_9$
17,7	-2,4	65,4	-244,6	494,5	-486,7	307,5	-140,2	13,9
$B_1$	$B_2$	$B_3$	$B_4$	$B_5$	$B_6$	$B_7$	$B_8$	$B_9$
0,0	0,1	0,5	0,9	1,3	1,7	2,3	2,7	3,3

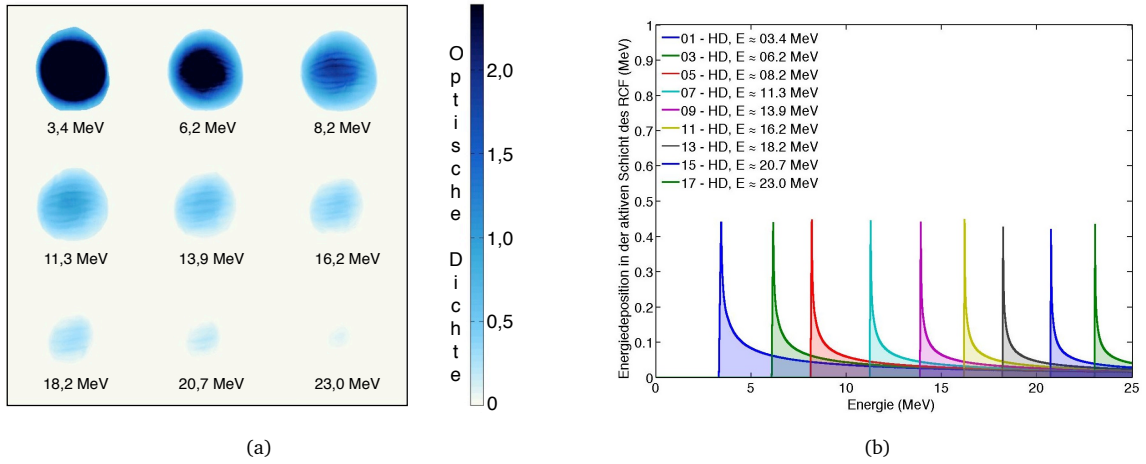
**Tabelle 4.1:** Vorfaktoren  $A_k$  und Exponenten  $B_k$  zur Umrechnung der optischen Dichte eines HD-810 Films in deponierte Energie pro Flächeneinheit.

Die experimentellen Daten wurden mit einem Polynom achten Grades genähert, da es bis jetzt keine theoretische Beschreibung gibt, die die Antwortfunktion der RCF auf die Bestrahlung mit hohen Dosen beschreibt. Die Vorfaktoren  $A_k$  bestimmen sich für die jeweiligen Filmtypen unterschiedlich, die Exponenten  $B_k$  sind für alle Filme identisch. Exemplarisch sind in Tabelle 4.1 die Daten für einen HD-810 angegeben. Die mittlere quadratische Abweichung zwischen experimentellen Messwerten und der durch Gleichung 4.1 gegebenen Funktion beträgt rund 5 %. Dies ist geringer als die vom Hersteller angegebene Schwankung von 10 % in der Sensitivität der Filme zwischen zwei Chargen von Filmen. Vergleichsmessungen zwischen zwei Chargen wurden durchgeführt. Dabei konnte die vom Hersteller angegebene Varianz nicht bestätigt werden. Die Unterschiede in der Sensitivität waren deutlich geringer.

Die RCF werden im Experiment in einer Stapelkonfiguration verwendet, um eine energieaufgelöste Messung durchführen zu können. Es wurden mehrere Messungen mit einem Stapel RCF am Beschleuniger durchgeführt, die zeigten, dass eine Abhängigkeit der Blaufärbung der Filme zur Höhe der deponierten Energie existiert. Eine höhere lokale Dosis führte zu einer geringeren Blaufärbung als erwartet. Dies erklärt sich dadurch, dass im RCF lokale Sättigungseffekte auftreten, die abhängig sind von der deponierten Energie ( $dE/dx$ ). Speziell im Bereich des Bragg-Peaks spielt dies eine Rolle. Es konnten Blaufärbungen von einer bis zu 50 % niedrigeren Intensität beobachtet werden als theoretisch erwartet wurde. Diese vom Energieverlust abhängige Färbung wird bei der Auswertung der Filme berücksichtigt. Am Beschleuniger nicht untersuchbar ist die Fragestellung, ob es zusätzlich einen zeitlichen Faktor bei der Färbung der RCF gibt. Es gilt zu klären, ob es zu einer unterschiedlichen Färbung kommt, wenn die Energie in sehr kurzer Zeit im Film deponiert wird, wie es beim Beschuss mit lasererzeugten Protonen passiert, oder wenn mehrere Sekunden bis Minuten lang bestrahlt wird, wie es bei der Kalibrierung am Beschleuniger der Fall war.

#### 4.1.2 Energieverteilung laserbeschleunigter Protonen

Zur Bestimmung der räumlichen und energetischen Verteilung des Protonenstrahls werden die radiochromatischen Filme in einer Stapelanordnung verwendet. Die Protonen dringen in den Stapel ein und werden entsprechend ihrer Energie und ihres Abbremsvermögens in einer bestimmten Tiefe des Stapels gestoppt. Abbildung 4.1(a) zeigt das Ergebnis der Bestrahlung eines Stapels RCF, bestehend aus neun HD-810 Filmen. Die gemessene Maximalenergie der Protonen ist im letzten Film zu finden und beträgt 23 MeV. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. Die Farbskala ergibt sich aus den optischen Dichten, die mit Hilfe der oben beschriebenen Scannerkalibrierung berechnet wurden. Zur Berechnung des Energieverlustes von Protonen unterschiedlicher Energie in einem RCF-Stapel wurde ein Programm verwendet, das auf Energieverlusttabellen, die mit SRIM erzeugt wurden, basiert. Für die gezeigte Messung wurde der Energieverlust im RCF-Stapel für jede Protonenenergie von 0,01 MeV bis 25 MeV mit einer Schrittweite von 0,01 MeV berechnet. Das Ergebnis ist aufgetragen in Abbildung 4.1(b). Dargestellt ist nicht der gesamte Energieverlust in den einzelnen Filmen, sondern nur der in den für das Experiment interessanten akti-



**Abbildung 4.1:** a): RCF-Stapel nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen. Aufgetragen ist die optische Dichte der Filme. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. b): Berechneter Energieverlust der Protonen in einem RCF-Stapel, bestehend aus neun HD-810 Filmen.

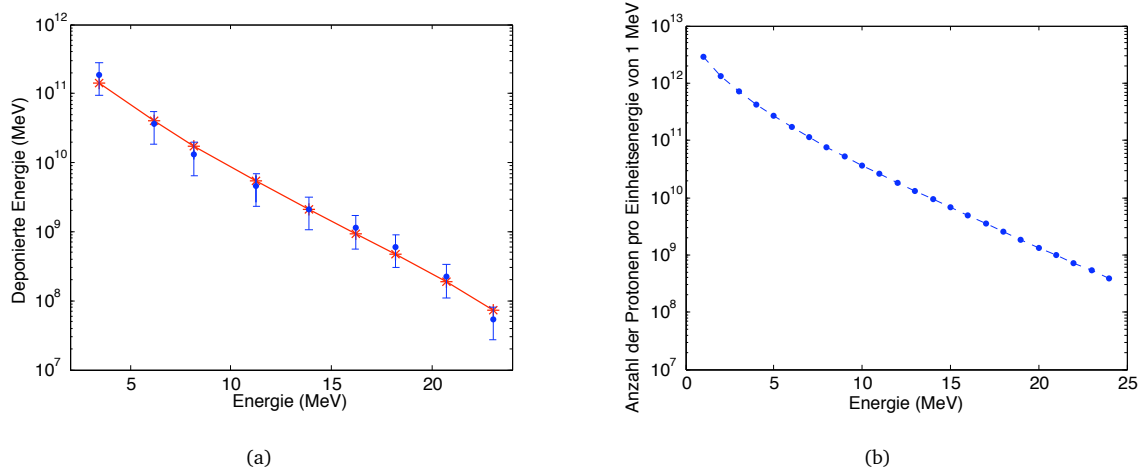
ven Schichten. Es ergibt sich für die einzelnen Filme jeweils eine „inverse Bragg-Kurve“. Durch die Anordnung in einer Stapelkonfiguration hat jede aktive Schicht der RCF eine untere Detektionsschwelle, gekennzeichnet durch einen instantanen Anstieg des Energieverlustes bis auf ein Maximum (Bragg-Peak), gefolgt von einem langsamen Abfall der Kurve. Die Schärfe der Peaks zeigt, dass jedem RCF ein sehr schmalbandiges Energieintervall zugewiesen werden kann. Für die hier verwendeten HD-810 ist dies  $\sim 0,5$  MeV, für die sensitiveren MD-55 mit zwei aktiven Schichten pro Film  $\sim 1$  MeV. Zu beachten ist hierbei, dass in der in Abbildung 4.1 gezeigten Messung nicht nur RCF zum Aufbau des Detektorstapels verwendet wurden, sondern sich zwischen diesen auch zusätzliche Kupferplatten befanden. Der Zweck dieser Absorptionsschichten wird in Abschnitt 4.2 ausführlich erläutert. Zum Verständnis der Abbildung 4.1 sei erwähnt, dass die Sprünge in der Energie zwischen den einzelnen RCF durch die Kupferplatten vergrößert werden.

Unter Verwendung der Kalibrierung der RCF am Protonenbeschleuniger lässt sich die optische Dichte der RCF gemäß Gleichung 4.1 in die deponierte Energie in den jeweiligen Filmen umrechnen. Abbildung 4.1(b) zeigt, dass Protonen, deren Energie hoch genug ist, um einen RCF oder mehrere zu durchdringen, in diesen Filmen ebenfalls Energie deponieren. Dieser Umstand muss bei der Bestimmung des Energiespektrums der Protonen, d.h. bei der Berechnung der Anzahl der Teilchen pro Energie, aus der deponierten Energie berücksichtigt werden. Dazu wird ein numerisches Verfahren verwendet, bei dem ein fiktives Energiespektrum angenommen wird. Hierbei gibt es verschiedene Ansätze. Exemplarisch soll hier der Fall eines einfachen exponentiellen Abfalles beschrieben werden. Die Gleichung des Energiespektrums ergibt sich demnach wie folgt:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N_0}{E} \exp\left(-\frac{E}{k_b T}\right) \quad (4.2)$$

Die variablen Parameter sind zum einen die Gesamtteilchenzahl  $N_0$  und zum anderen  $k_b T$ . Letztere Variable gibt nicht die Protonentemperatur an. Es gibt einen Ansatz, der auf einer sogenannten selbstähnlichen Expansion basiert [65]. Bei diesem Ansatz entspricht der Wert von  $k_b T$  der Elektronentemperatur, die für die Beschleunigung der Protonen maßgeblich ist. Allgemein gibt der Wert von  $k_b T$  die mittlere Energie der Protonenverteilung an. Das Energiespektrum lässt sich in deponierte Energie in den RCF umrechnen, und durch eine Minimierung der quadratischen Abweichung der berechneten Werte zu den gemessenen Daten lässt sich eine optimale Ausgleichskurve durch Variation von  $N_0$  und  $k_b T$  bestimmen. Abbildung 4.2 zeigt zum einen die deponierte Energie in den RCF pro Energie der Teilchen, siehe Abbildung 4.2(a), zum anderen das ermittelte Protonenspektrum,





**Abbildung 4.2:** a): Aufgetragen ist die deponierte Energie der Protonen in den aktiven Schichten der RCF. Die blauen Punkte ( $\bullet$ ) sind die gemessenen Werte aus den RCF, die Ausgleichskurve ( $\text{---}$ ) ergibt sich aus dem nach Gleichung 4.2 bestimmten Energiespektrum, siehe b).

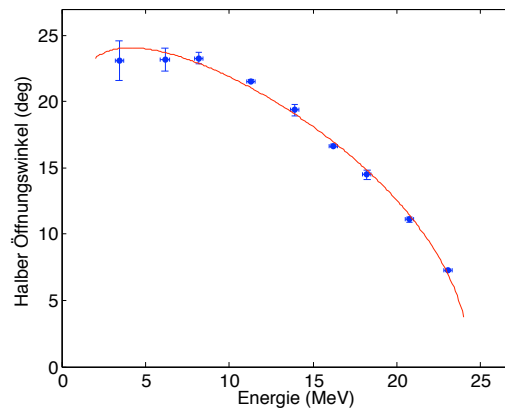
siehe Abbildung 4.2(b). Die Fitparameter ergaben sich zu  $N_0 = 6,16 \cdot 10^{12}$  und  $k_b T = 3,78 \text{ MeV}$  bei einer mittleren Abweichung von 19,25 % zwischen gemessener und berechneter deponierter Energie. In dieser Berechnung liegt die größte Fehlerursache in der Bestimmung der Teilchenzahlen. Daher werden unterschiedliche Ansätze zur Beschreibung des Energiespektrums verwendet, um eine bestmögliche Ausgleichskurve zu gewährleisten.

### 4.1.3 Divergenz, Quellgröße, Emittanz

Neben dem Energiespektrum lässt sich aus den bestrahlten RCF eine Aussage über weitere Strahlparameter treffen, z.B. über die Divergenz des Protonenstrahls. Als Divergenz ist hier die Einhüllende des Strahls gemeint, nicht die lokale Divergenz der einzelnen Teilchen. Diese wird im Folgenden unter dem Begriff der Emittanz der Protonen behandelt.

Abbildung 4.3 zeigt den halben Öffnungswinkel des Protonenstrahls aus Abbildung 4.1, aufgetragen über der Energie der Protonen. Zur Berechnung des Winkels wurde der Transport der Protonen als ballistische Bewegung von der Targetoberfläche zum RCF-Detektor angenommen. Dies ist gerechtfertigt für den Zeitraum nach der eigentlichen Beschleunigung der Teilchen. Es zeigt sich ein nahezu konstanter Wert des Öffnungswinkels von  $\sim 23^\circ$  bis zu einer Energie von 10 MeV. Für höhere Energien fällt der Betrag des Öffnungswinkels stark ab und folgt der gezeigten parabolischen Kurve ( $\text{---}$ ).

Zur besseren Interpretation dieses Ergebnisses und zur genaueren Untersuchung weiterer Strahlparameter des Protonenstrahls wurden spezielle Targets entwickelt, die es ermöglichen, zusätzlich zur Divergenz des Strahls auch dessen Quellgröße auf der Targetoberfläche und dessen Emittanz zu bestimmen. Erste Experimente zur Protonenbeschleunigung [56] hatten gezeigt, dass Unregelmäßigkeiten auf der Targetoberflächenrückseite, z.B. bei der Bearbeitung entstandene Furchen, sich in der Abbildung des Strahls im RCF wiederfinden. Das lässt darauf schließen, dass es sich um einen sehr laminaren Strahl handelt, nur so können diese Strahlmodulationen während der Propagation der Teilchen konserviert werden. Die Targets wurden auf ihrer Rückseite mit einer periodischen Struktur versehen. Detaillierte Informationen zur Herstellung und den möglichen Strukturen finden sich in [6]. Durch den Einsatz in verschiedenen Experimenten konnte gezeigt werden, dass eine sinusförmige Struktur am besten geeignet ist für eine präzise Abbildung auf den RCF. In Abbildung 4.1(a) ist das Ergebnis



**Abbildung 4.3:** Halber Öffnungswinkel des Protonenstrahls aufgetragen gegenüber der Protonenenergie. Die Größe des Winkels und damit der Strahleinhüllenden fällt parabolisch mit steigender Energie ab. Ursache hierfür sind die kleineren Quellgrößen der hochenergetischen Protonen, hervorgerufen durch die Gaussche Form des beschleunigenden elektrischen Feldes.

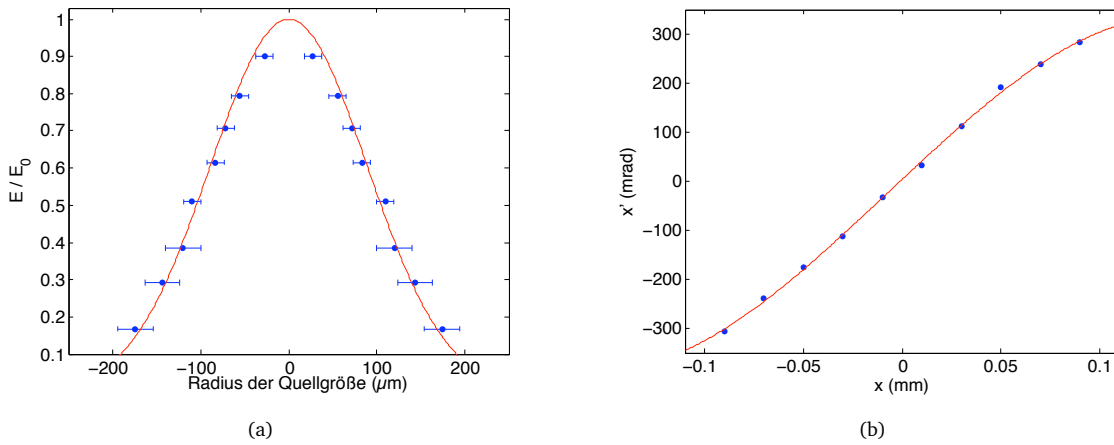
einer Protonenbeschleunigung von einem strukturierten Target mit Sinusstruktur mit einer Periode von  $20\text{ }\mu\text{m}$  dargestellt. Die Amplitude der Struktur betrug  $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ . In allen RCF können die Linien, die ihren Ursprung auf der Targetrückseite haben, identifiziert werden. Bedingt durch die Darstellung des RCF-Stapels in optischer Dichte sind die Linien in den ersten beiden Filmen in Abbildung 4.1(a) ohne nachfolgende Bearbeitung nicht zu sehen.

Hinter der Ausbildung der Linien steht zum einen die Erzeugung eines laminaren Strahls, bedingt durch die Beschleunigung von einer kalten Folie. Zum anderen kommt der Effekt der Mikrofokussierung zum Tragen. Die Protonen werden senkrecht zur Targetoberfläche beschleunigt. Jede einzelne Rille der Sinusstruktur fungiert dadurch als Linse, die den Protonenstrahl fokussiert. Diesem Prozess überlagert finden die Beschleunigung und die Expansion des Gesamtstrahls statt. Mit dem Expandieren der Elektronenschicht kommt es zur Aufweitung des Strahls, die sich in der Divergenz widerspiegelt. Nach Beendigung des Beschleunigungsprozesses propagiert der Protonenstrahl ballistisch bis zu seiner Detektion am Ort des RCF-Detektors. Durch die Mikrofokussierung kommt es zu einer erhöhten Ansammlung von Protonen in bestimmten Bereichen des Strahls und damit zu einer stärkeren Färbung der RCF, welche die Linien in den Filmen bildet.

Die Anzahl, die Position sowie die Verbreiterung der Linien in den einzelnen RCF beinhalten Informationen über die Quellgröße des Strahls auf der Targetrückseite, sowie der Emittanz der Protonen. Die Quellgröße ergibt sich direkt aus der Zahl der Linien pro RCF, multipliziert mit dem Betrag der Periode der Struktur. Die berechneten Werte sind in Abbildung 4.4(a) gegenüber der normierten Energie aufgetragen.  $E_0$  ist hierbei die gemessene Maximalenergie von 23 MeV. Die Daten zeigen den Verlauf einer Gausschen Normalverteilung. Dies untermauert die Theorie, dass das beschleunigende elektrische Feld bei der TNSA Gaussverteilt ist, hervorgerufen durch das räumliche Profil des Laserstrahls, der die gesamte Beschleunigung treibt. Die Feldverteilung der Elektronen überträgt sich schließlich auf die räumliche Verteilung des Protonenstrahls.

Aus Abbildung 4.4(a) zeigt sich deutlich, dass die hochenergetischen Protonen aus einem wesentlich kleineren Bereich auf der Rückseite des Targets stammen als die niederenergetischen Protonen. Dies ist der Hauptgrund für die beobachteten kleinen Öffnungswinkel bei Protonen mit hoher Energie, siehe Abbildungen 4.1(a) und 4.3. Betrachtet man sich die Verbreiterung der einzelnen Linien, wird zwar deutlich, dass die größte Verbreiterung bei den höchsten Protonenenergien gefunden wird, d.h. die lokale Divergenz ist am höchsten, aber durch den sehr kleinen Quellort ergeben sich gleichzeitig die kleinsten Werte für die Strahleinhüllende.





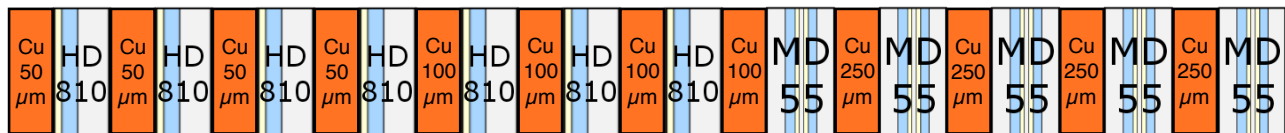
**Abbildung 4.4:** a): Quellgröße des Protonenstrahls auf der Targetrückseite. Die Verteilung entspricht einer Gaußschen Normalverteilung. b): Phasenraum der Protonen mit einer Energie von 11,3 MeV, siehe vierter RCF in Abbildung 4.1(a). Das Volumen im Phasenraum gibt Aufschluss über die Emittanz des Strahls. Das Volumen wird berechnet aus der elliptischen Einhüllenden der Kurve im Phasenraum, siehe dazu Abschnitt 5.1.

Spricht man von einem laminaren Strahl, so ist die Emittanz der Teilchen, auch lokale Divergenz genannt, ein Maß für die Güte der Laminarität des Strahls. Sie beschreibt das Volumen eines Teilchenstrahls im Phasenraum. Aufgetragen wird hierbei der transversale Impuls der Teilchen  $p_x$  gegenüber der Position der Teilchen  $x$ . Äquivalent kann der Impuls auch als Winkel  $x'$  angegeben werden, der von der Trajektorie des Teilchens mit der Propagationsrichtung des Strahls eingenommen wird. Die Einheit des Winkels ist mrad. Rein rechnerisch ergibt sich der Winkel aus dem Quotienten des transversalen Impulses  $p_x$  und des longitudinalen Impulses  $p_z$ . Abbildung 4.4(b) zeigt die berechneten Werte für  $x$  und  $x'$  am Ort des Targets für Protonen mit der Energie 11,3 MeV, siehe vierter RCF aus Abbildung 4.1(a).  $x$  sind die Werte der einzelnen Linien am Ort des Targets mit einem Abstand von 20  $\mu\text{m}$ , und  $x'$  sind die ermittelten Winkel, berechnet aus der Position der Linien am Ort des Targets und deren Abbildungen im RCF. Die leichte S-Form der Kurve beruht auf nichtlinearen Effekten bei der Beschleunigung der Teilchen [6].

Die Emittanz wird in der Fachliteratur auf unterschiedliche Weise berechnet. In [6] werden verschiedene Methoden ausführlich beschrieben. Exemplarisch sei hier die sogenannte RMS-Emittanz (engl. RMS = root-mean-square),  $\epsilon_{rms}$ , vorgestellt, die sich auf Basis der Standardabweichung ermitteln lässt. Sie ergibt sich wie folgt:

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle x \rangle^2 \langle x' \rangle^2 - \langle x x' \rangle^2} \quad (4.3)$$

Für die Protonen der Energie 11,3 MeV berechnet sich die Emittanz zu  $\epsilon_{rms} = 0,65 \text{ mm mrad}$ . Die ermittelte Emittanz hängt maßgeblich von der untersuchten Energie der Protonen ab [66]. Nach dem Theorem von Liouville bleibt die Emittanz für verschiedene Protonenenergien nicht erhalten. Zum Vergleich der Emittanzen von Teilchenstrahlen, die auf unterschiedliche Art beschleunigt wurden, wird daher die normierte Emittanz,  $\epsilon_{norm}$ , verwendet. Die Änderung der Emittanz mit der Energie und damit mit dem longitudinalen Impuls  $p_z$  ist proportional zu den relativistischen Faktoren  $\gamma$  und  $\beta$ . Die normierte Emittanz ergibt sich demnach zu  $\epsilon_{norm} = \gamma \beta \epsilon_{rms}$ , mit  $\gamma = 1 + E_p/E_0$  und  $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$ .  $E_0$  ist die Ruheenergie der Protonen, sie beträgt 938 MeV. Angewendet auf die Emittanz der Protonen bei 11,3 MeV erhält man eine normierte Emittanz von  $\epsilon_{norm} = 0,10 \text{ mm mrad}$ . Dies liegt weit niedriger als z.B. die Werte der Emittanz der ECR-Quelle am Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum. Diese bewegen sich im Bereich von  $\sim 50\text{-}100 \text{ mm mrad}$  für Kohlenstoff [67]. Für Protonen ist das Heidelberger System noch nicht perfekt optimiert, erste Ergebnisse lieferten Emittanzen in der Größenordnung von 70 mm mrad.



**Abbildung 4.5:** Zusammensetzung eines typischen Filmstapels zur Detektion der laserbeschleunigten Protonen. Jede zweite Position wird mit einem radiochromatischen Film besetzt. Für die höheren Energien mit niedrigeren Teilchenzahlen werden die sensitiveren Filme vom Typ MD-55 verwendet, die über zwei aktive Schichten verfügen (blau dargestellt). Die Kupferplättchen sind in ihren Dicken so gewählt, dass möglichst äquidistante Energieintervalle für die RCF gewährleistet sind.

## 4.2 Alternative Methoden

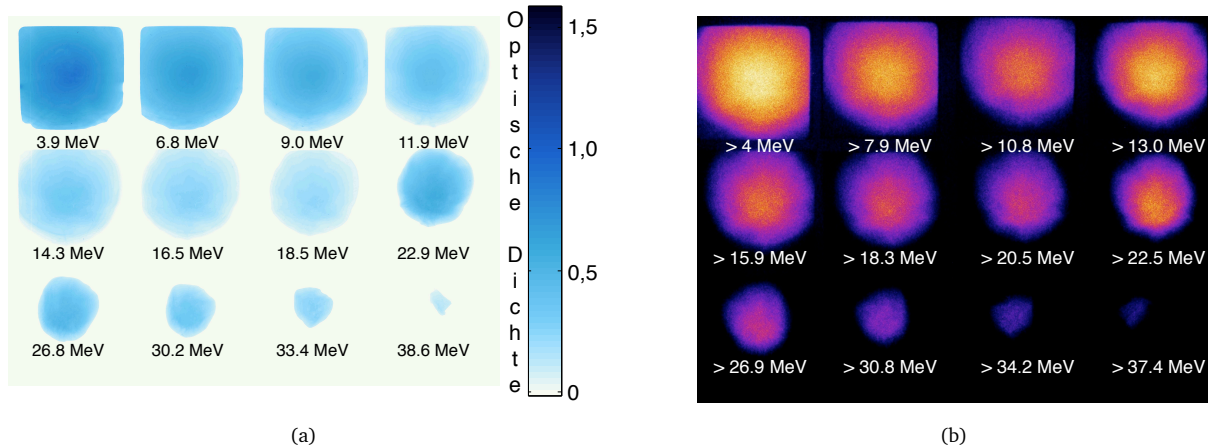
Die Analyse lasererzeugter Protonenstrahlen mit Hilfe von RCF wird von den meisten Forschungsgruppen, die auf dem Gebiet der Laser-Teilchenbeschleunigung arbeiten, betrieben. Diese Diagnostik hat zwei große Nachteile. Zum einen können die RCF nicht wiederverwertet werden. Die Polymerisation, die zur Blaufärbung der Filme führt, kann nicht rückgängig gemacht werden, d.h. nach jeder Bestrahlung muss ein Wechsel des Detektors vorgenommen werden. Darüberhinaus entstehen sehr hohe Kosten. Die Preise für Filme der Typen HD-810 und MD-55 sind in den letzten zwei Jahren um 75 % für HD-810, bzw. um 100 % für MD-55 gestiegen. Daher ist die Nachfrage nach alternativen Messmethoden sehr hoch. Zusätzlich muss die rasante Entwicklung der Hochenergielasersysteme berücksichtigt werden. Die neueren Systeme ermöglichen Experimente bei höheren Repetitionsraten, z.B. bei 10 Hz [37]. Die aufgenommene Datenmenge während eines Experiments vergrößert sich damit massiv und damit auch der Verbrauch an RCF. In unserer Arbeitsgruppe wird neben den RCF auch mit Kupferplättchen in den Dicken von 50  $\mu\text{m}$  - 500  $\mu\text{m}$  zur Detektion der Teilchen experimentiert. Die folgenden Kapitel geben einen Überblick über die Einsatzmöglichkeiten dieser Kupferplättchen. Erste experimentelle Ergebnisse werden vorgestellt und mit der Datenauswertung mit Hilfe der RCF verglichen.

### 4.2.1 Autoradiographie

Die Analyse laserbeschleunigter Protonen unter Verwendung von Kupferplättchen beruht auf einem nuklearen Aktivierungsprozess. Hochenergetische Protonen ( $E_p > 4 \text{ MeV}$ ) können eine (p,n)-Reaktion im Kupfer bewirken. Dabei erfolgt der Übergang von  $^{63}\text{Cu}$  zu einem angeregten Zustand von  $^{63}\text{Zn}^*$ , das anschließend über  $\beta^+$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 38 Minuten zerfällt. Dabei werden  $\gamma$ -Quanten mit Energien von 670 keV und 962 keV emittiert, die detektiert werden können. Die Ausbeute an gemessenen  $\gamma$ -Quanten gibt Aufschluss über die Anzahl der erfolgten (p,n)-Reaktionen und damit auch über die Anzahl der beschleunigten Protonen.

Im Experiment werden die Kupferplättchen zusammen mit RCF in einem Detektorstapel kombiniert. Dabei wird in der Reihenfolge immer zwischen Kupferplättchen und RCF abgewechselt. Abbildung 4.5 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Film- und Plättchenstapels bestehend aus HD-810, MD-55 und Kupferplättchen unterschiedlicher Dicke, beginnend mit 50  $\mu\text{m}$  bis hin zu 250  $\mu\text{m}$ . Die unterschiedlichen Schichtdicken sind notwendig, um eine Energieauflösung mit nahezu konstanten Energieintervallen zwischen den einzelnen RCF zu erreichen. Ein zusätzlicher Vorteil der Verwendung eines Kupferplättchens an der ersten Position im Detektorstapel ist, dass der darauf folgende RCF vor dem Debris der Lasertargetwechselwirkung geschützt wird und gleichzeitig eine Sättigung des Films durch den hohen Fluss von Protonen mit niedriger Energie verhindert werden kann. Die Verwendung der Kupferplättchen in einer Stapelkonfiguration ermöglicht analog zu den RCF eine gleichzeitige Bestimmung der räumlichen sowie der energetischen Verteilung der Protonen.

Zur Analyse der Kupferplättchen wird eine Autoradiographie durchgeführt. Dazu werden die aktivierten Plättchen für eine feste Zeit, z.B. 30 Minuten, auf eine Image Plate (IP) [68] gelegt, die die beim  $\beta^+$ -Zerfall freiwerdende Energie absorbiert. IPs sind filmähnliche Bildsensoren, bestehend aus speziell entwickelten Phosphoren,



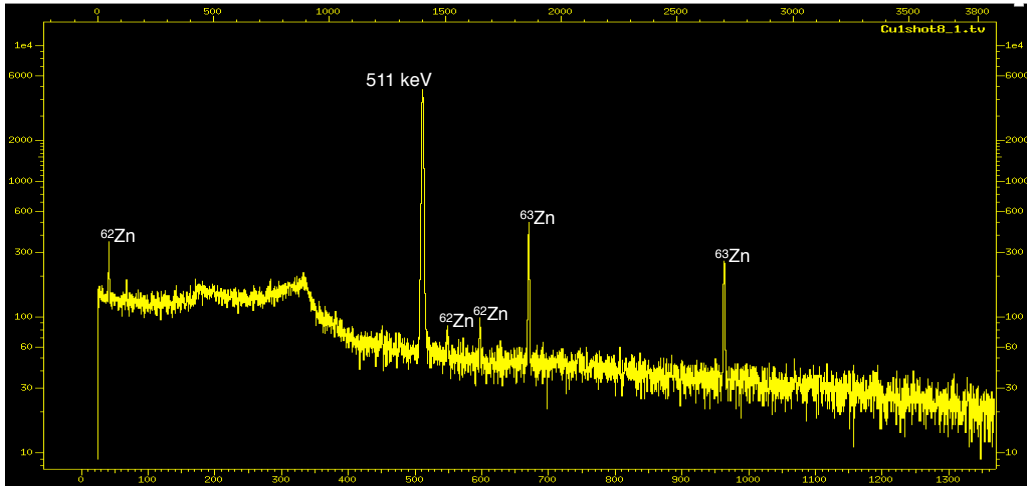
**Abbildung 4.6:** a): RCF nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen. Die Darstellung zeigt die optische Dichte der Filme. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. b): Ergebnis der Autoradiographie der aktivierten Kupferplättchen. Die Plättchen stammen aus demselben Detektorstapel wie die in a) gezeigten RCF. Die Energien ergeben sich aus den Energien der vorangegangenen RCF plus der Detektionsschwelle von 4 MeV für die (p,n)-Reaktion.

die Strahlungsenergie in metastabilen Zuständen speichern können. Die gespeicherte Energie kann durch Photostimulation der IP mittels Laserbestrahlung gezielt zurückgewonnen werden. Ein Kollektorsystem detektiert das durch die Photostimulation freigesetzte Licht, welches anschließend durch einen Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt und in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Die gewonnenen Daten werden in der Einheit PSL (engl. photo-stimulated luminescence) für jedes gescannte Pixel angegeben. Je nach verwendetem Scanner erreicht man eine Auflösung von bis zu  $25\text{ }\mu\text{m}$ . Ein großer Vorteil der IPs ist ihre Wiederverwendbarkeit. Durch die Bestrahlung mit intensivem sichtbarem Licht wird die IP wieder gelöscht. Dieser Vorgang dauert maximal 30 Minuten.

In Abbildung 4.6 sind die bestrahlten RCF und die mit der Autoradiographie gewonnenen Strahlprofile derselben Messung von laserbeschleunigten Protonen gezeigt. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. Die untere Energieschwelle für eine (p,n)-Reaktion in Kupfer beträgt wie oben erwähnt 4 MeV. Die Energien der Kupferplättchen starten daher bei diesem Wert und entsprechen dann immer der Energie des vorangegangenen RCF plus 4 MeV. Ein Vergleich der aufgenommenen räumlichen Verteilungen des Strahls zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen RCF und Kupferplättchen. Spiegelungen des Strahlprofils können durch ein umgekehrtes Auflegen der Plättchen auf die IP entstehen. Durch die steigende Dicke der Kupferplättchen für höhere Protonenenergien kommt es in der Autoradiographie zu höheren gemessenen Intensitäten in weiter hinten sitzenden Schichten im Detektorstapel als in den vorderen, obwohl die Protonen ein exponentielles Energiespektrum aufweisen. Deutlich zu sehen ist dies beim Vergleich der Kupferplättchen für 10.8 MeV und 13.0 MeV in Abbildung 4.6(b).

Bei der Verwendung von strukturierten Targets konnten die Linien der Sinusstruktur auch durch die Autoradiographie nachgewiesen werden. Hierbei kommt es allerdings zu einer Verschmierung der Linien, da die emittierte Strahlung des aktivierten Kupfers in  $4 \cdot \pi$  ausgesendet wird und die Auflösung der RCF um eine Größenordnung höher ist als die der Scannereinheit für die IPs.

An einer Auswertung der PSL-Werte zur Bestimmung der Protonenspektren wird in unserer Gruppe gearbeitet. Dies war nicht Bestandteil dieser Doktorarbeit.



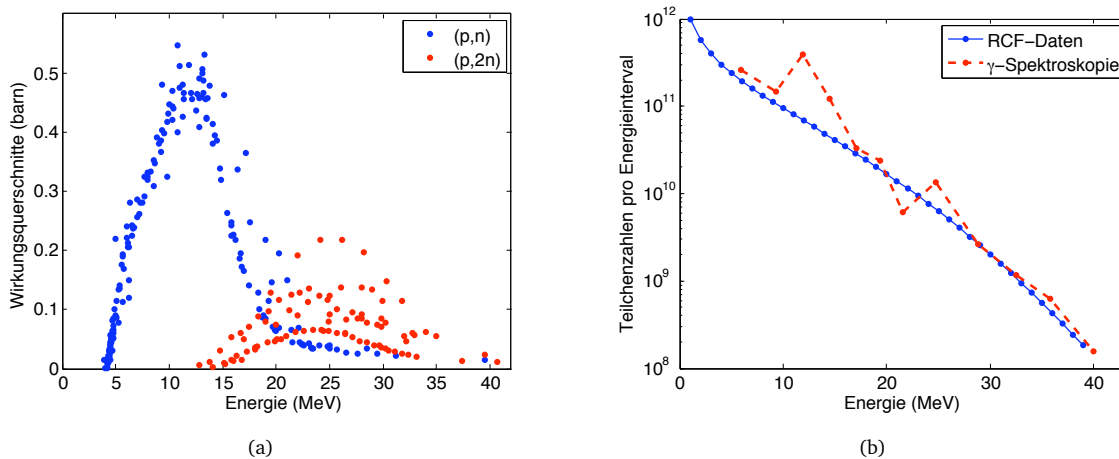
**Abbildung 4.7:** Ergebnis der  $\gamma$ -Spektroskopie aktivierter Kupferplättchen nach Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen. Neben der sehr stark ausgeprägten Elektron-Positron Annihilationslinie bei 511 keV finden sich die Spektrallinien der Zerfälle von  $^{63}\text{Zn}^*$ - und  $^{62}\text{Zn}^*$ -Kerne, erzeugt durch (p,n)- bzw. (p,2n)-Reaktionen im Kupfer.

#### 4.2.2 Gammaspektroskopie

Alternativ bzw. ergänzend zur Autoradiographie kann eine  $\gamma$ -Spektroskopie der aktivierten Kupferplättchen durchgeführt werden. Details zum Verfahren und den gewonnenen Ergebnissen finden sich in [12]. Die Messung erfolgte mit Hilfe eines hochreinen Germaniumdetektors der Gruppe für Sicherheit und Strahlenschutz an der GSI. Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis der  $\gamma$ -Spektroskopie der Kupferplättchen, die vorher mittels Autoradiographie analysiert wurden, siehe Abbildung 4.6(b). Aufgetragen ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse über der Energie der  $\gamma$ -Quanten in keV. Sechs Spektrallinien zeichnen sich deutlich über dem Untergrund ab. Die deutlichste Linie stammt von der Elektron-Positron-Annihilationsstrahlung bei 511 keV. Ihren Ursprung hat diese Linie in den beim  $\beta^+$ -Zerfall des aktivierten  $^{63}\text{Zn}^*$  freiwerdenden Positronen. Neben dem 511 keV-Peak der Annihilationsstrahlung finden sich die Linien der  $\gamma$ -Quanten des Zerfalls von  $^{63}\text{Zn}^*$  bei 670 keV und 962 keV. Durch die hohen Energien der Protonen ist es möglich, nicht nur (p,n)-Reaktionen im Kupfer auszulösen, sondern auch (p,2n)-Reaktionen. Der entstandene Kern ist  $^{62}\text{Zn}^*$ , der ebenso wie  $^{63}\text{Zn}^*$  durch  $\beta^+$ -Zerfall zerfällt. Die Halbwertszeit beträgt 9,13 Stunden. Das Reaktionsprodukt ist ein angeregter  $^{62}\text{Cu}^*$ -Kern, der wiederum durch  $\beta^+$ -Zerfall zu  $^{62}\text{Ni}$  übergeht, welches stabil ist. Die Spektrallinien der zerfallenen  $^{62}\text{Zn}^*$ -Kerne finden sich bei 41 keV, 548 keV und 597 keV. Die Ausbeute liegt ungefähr eine Größenordnung niedriger als bei dem Zerfall des  $^{63}\text{Zn}^*$ . Dies ist begründet durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte für die (p,n)- und (p,2n)-Reaktion, siehe Abbildung 4.8(a). Die Daten für die verschiedensten Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Reaktionen sind tabelliert und finden sich frei zugänglich unter <http://www.nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>. Deutlich sichtbar sind die wesentlich höheren Wirkungsquerschnitte für die (p,n)-Reaktion ( $\bullet$ ) im Vergleich zu denen der (p,2n)-Reaktion ( $\circ$ ). Weiterhin liegt die Schwelle für eine (p,n)-Reaktion bei 4 MeV, die für eine (p,2n)-Reaktion erst bei 12 MeV. Kombiniert mit dem exponentiellen Spektrum der Protonen führt dies zu den wesentlich niedrigeren Spektrallinien in der Gammaspektroskopie.

Zur Berechnung des Protonenspektrums aus den gemessenen Spektrallinien muss unter Berücksichtigung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte bei unterschiedlichen Protonenenergien eine Entfaltung vorgenommen werden. Die Anzahl der beobachteten Reaktionen  $N_R$  ergibt sich demnach zu, siehe [12]:

$$N_R = N_T \int_{E_{\text{Schwelle}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E) N_p(E) dE \quad (4.4)$$



**Abbildung 4.8:** a): Wirkungsquerschnitte der (p,n)- und (p,2n)-Reaktionen für ein Kupfertarget. b): Extrahierte Protonenspektren aus der Gammaspektroskopie der Kupferplättchen und der RCF-Analyse. Für einen sinnvollen Vergleich müssen die Spektren auf dieselben Energieintervalle normiert werden. Die schwarz gestrichelte Kurve zeigt die mit 1 MeV gewichteten Ergebnisse der Gammaspektroskopie.

Hierbei ist  $N_T$  die Anzahl der bestrahlten Targetatome,  $\sigma(E)$  der energieabhängige Wirkungsquerschnitt und  $N_p(E)$  das zu berechnende Energiespektrum der Protonen. Durch Diskretisierung des Integrals unter Verwendung der Energieintervalle für die einzelnen Kupferplättchen und unter Berücksichtigung des Zerfallsgesetzes lassen sich die Teilchenzahlen pro bestrahltem Plättchen, bzw. pro Energieintervall berechnen. Abbildung 4.8(b) zeigt die gewonnenen Daten (•) zusammen mit den aus den RCF bestimmten Protonenzahlen (•). Es konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Auswertemethoden gefunden werden.

Der Vorteil der Gammaspektroskopie gegenüber der Autoradiographiemethode oder der im Anschluss beschriebenen Koinzidenzmessung ist, dass die unterschiedlichen Beiträge von Annihilationsstrahlung (p,n)- und (p,2n)-Reaktionen zur Aktivität der Probe voneinander separiert werden können.

#### 4.2.3 Koinzidenzmessung

Eine weitere Methode zur Berechnung des Protonenspektrums wurde in einem Experiment unserer Gruppe am TRIDENT Lasersystem [69] in Los Alamos verwendet. Die bestrahlten Kupferplättchen wurden mit einer Koinzidenzeinheit vermessen. Dabei wird mit Hilfe zweier zueinander synchronisierter Szintillationsdetektoren mit Natriumiodidkristallen die entstandene 511 keV Annihilationsstrahlung aufgenommen. Die Koinzidenzeinheit zählt nur Ereignisse, bei denen zeitgleich in beiden Detektoren ein 511 keV  $\gamma$ -Quant gemessen wird. Dadurch kann gezielt nur diese Reaktion untersucht werden. Alle weiteren  $\gamma$ -Quanten abweichender Energie werden durch die Messeinheit zwar detektiert, aber nicht berücksichtigt. Die Koinzidenzeinheit wurde mit Hilfe einer <sup>22</sup>Na-Quelle kalibriert.

Analog zur Gammaspektroskopie kann bei der Koinzidenzmessung unter Verwendung der Wirkungsquerschnitte die Anzahl der Protonen bestimmt werden. Die Auswertung dieser Daten ist Gegenstand aktueller Arbeiten in unserer Gruppe.

Alle diese vorgestellten Methoden zur Analyse der Protonenstrahlen auf Basis einer nuklearen Aktivierung profitieren maßgeblich von der Wiederverwendbarkeit des Detektors. Die Anzahl der erzeugten <sup>62</sup>Ni-Kerne durch die (p,2n)-Reaktionen ist verschwindend gering im Vergleich zur Gesamtzahl der Kupferatome in einem Plättchen. Daher können die Kupferplättchen nach dem Abklingen ihrer Aktivität immer wiederverwendet werden.

und erfüllen somit auch die Anforderungen der neuen hochrepetierenden Lasersysteme. Einzig zu beachten ist, dass ein relativ schnelles Auslesen des Kupfers gewährleistet sein muss, da die Halbwertszeit der  $^{63}\text{Zn}^*$ -Kerne nicht unterschritten werden sollte. Durch den Einsatz eines geeigneten Schleusensystems an der Targetkammer ist dies aber ohne weiteres machbar.

### 4.3 Thomson-Parabel-Spektrometer

Eine weitere Diagnostik, die zur Analyse lasererzeugter Ionen vielfältig eingesetzt wird, ist die *Thomson-Parabel* (TP). Sie ermöglicht die Analyse aller beschleunigten Ionen in Bezug auf deren Energiespektrum und Ladungszustand. Ausführliche Informationen finden sich in [7].

Aufgebaut ist eine TP aus einem elektrischen und einem magnetischen Feld, welche parallel zueinander orientiert sind und gleichzeitig senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der zu analysierenden Ionen. Die geladenen Teilchen werden innerhalb der Felder durch die *Lorentzkraft*,  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , abgelenkt. Unter der Annahme einer idealen TP, d.h. unter Vernachlässigung der Randfelder, ist die Ablenkung eines geladenen nichtrelativistischen Teilchens gegeben durch folgende Gleichungen:

$$x = \frac{qElD}{2E_{kin}}, \quad y = \frac{qBlD}{\sqrt{2mE_{kin}}}, \quad y^2 = \frac{q}{m} \frac{B^2 l D}{E} x \quad (4.5)$$

Hierbei sind  $x$  und  $y$  die Ablenkungen in die jeweilige Raumrichtung senkrecht zur Strahlausbreitung,  $E$  und  $B$  sind die Stärken des elektrischen und des magnetischen Feldes,  $l$  ist die Länge des jeweiligen Feldes und  $D$  die Driftstrecke zwischen Ende des Feldes und Position des Detektors.  $E_{kin}$ ,  $q$  und  $m$  sind die kinetische Energie des Teilchens, dessen Ladung und dessen Masse.

Die quadratische Gleichung ist eine Kombination aus den beiden vorhergehenden Gleichungen. Sie zeigt, dass jedem Ladung-zu-Masse-Verhältnis  $q/m$  eine Parabelgleichung zugeordnet werden kann. Die TP ermöglicht damit eine Separation aller Ionen und zusätzlich auch deren Ladungszustände. Das Maß der Ablenkung entlang einer gemessenen Parabelkurve auf dem Detektor beinhaltet die Information über die Energie der Teilchen.

Die für die Experimente verwendete Parabel arbeitet mit einem elektrischen Feld von 1 MV/m und einem magnetischen Feld mit einer Maximalstärke von 306 mT. Durch den Einsatz eines Elektromagneten kann das Magnetfeld an die Anforderungen des jeweiligen Experiments angepasst werden. Das Herzstück der TP ist eine *Mikrokanalplatte* (engl. micro channel plate, MCP) [70] zur Detektion der Ionen. Es handelt sich hierbei um eine zweistufige MCP in Chevronkonfiguration mit einer Signalverstärkung von  $10^6$ - $10^7$ . Die MCP ist für die Bildgebung der Signale mit einem Phosphorschirm und einer Pixelfly-CCD-Kamera [71] gekoppelt. Der große Vorteil einer MCP ist die Möglichkeit einer Online-Messung. Die aufgenommenen Daten werden direkt dargestellt und können ausgewertet werden. Andere Detektortypen, wie z.B. CR-39 Kernspurplatten [72], benötigen eine langwierige Entwicklungs- und Ausleseprozedur. Nachteilig an einer MCP ist die Anfälligkeit gegenüber  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung, die ebenfalls detektiert werden, das Messergebnis verfälschen können und die die MCP in Sättigung treiben können, bevor die Ionen die MCP erreichen. Um dies zu verhindern wird die TP durch eine Bleilochblende mit einem Öffnungsdurchmesser von  $300\text{ }\mu\text{m}$  geschützt, welche nur einen Bruchteil der erzeugten Strahlung in die TP lässt. Zu beachten ist ebenfalls, dass die maximal messbare Teilchenzahl pro  $\text{cm}^2$  Detektorfläche durch die Anzahl der Kanäle der MCP begrenzt wird. Die komplette MCP mit einer Fläche von  $90\text{ mm} \times 70\text{ mm}$  beherbergt  $2,2 \cdot 10^7$  Kanäle. Dies entspricht  $5,7 \cdot 10^5$  Kanälen pro  $\text{cm}^2$ . Der maximale im Experiment erzeugte Teilchenfluss, der auf die MCP traf, betrug  $2,5 \cdot 10^5$  Teilchen. Jeder zweite Kanal bleibt damit ungenutzt, es kommt nicht zu einer Sättigung der MCP, sondern sie arbeitet in einem Modus konstanter Verstärkung.



---

### 4.3.1 Energieauflösung

---

Der entscheidende Parameter, durch den die TP charakterisiert wird, ist ihre Energieauflösung. Mehrere Faktoren spielen bei der Berechnung der Energieauflösung eine Rolle. Dies sind die räumliche Auflösung der MCP, die maximale Dispersion durch die ablenkenden Felder, die Lochblendengröße am Eingang der TP und die Divergenz des Strahls innerhalb der TP. Im Folgenden wird der Beitrag der einzelnen Parameter zur Energieauflösung der TP diskutiert.

Die räumliche Auflösung der MCP ist bestimmt durch den Lochabstand der einzelnen Kanäle. Dieser beträgt bei der verwendeten MCP  $18\text{ }\mu\text{m}$ . Zwei Teilchen, die in benachbarte Kanäle treffen, können demnach separat voneinander detektiert werden. Der MCP-Detektor ist durch zwei Stufen, d.h. durch zwei hintereinander geschaltete MCPs und einen nachfolgenden Phosphorschirm aufgebaut. Dadurch kommt es zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls zwischen den einzelnen Stufen und dem Phosphorschirm. Die Körnung des Phosphors ist wesentlich feiner als der Lochabstand der Kanäle. Sie liegt zwischen  $2,5\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$ . Zusätzlich können hochenergetische Ionen in mehr als einem Kanal Elektronen anregen, sofern sie durch die Wand zwischen zwei Kanälen hindurch propagieren. Unter Berücksichtigung all dieser Parameter liegt die räumliche Auflösung des MCP-Detektors um einen Faktor drei bis fünf höher als der eigentliche Lochabstand der Kanäle.

Die Dispersionsrelation der TP ist gegeben durch die Stärke des elektrischen und des magnetischen Feldes und ist abhängig vom Ladung-zu-Masse-Verhältnis der untersuchten Ionen. Die Felderverteilungen der TP wurden vermessen, bzw. simuliert [73] und als Eingabewerte für ein Teilchentransportprogramm verwendet, mit dem sich die Dispersionsrelationen für alle  $q/m$ -Verhältnisse berechnen lassen. Als Beispiel sei hier die Dispersionsrelation  $E(y)$  für Protonen im magnetischen Feld dargestellt:

$$E(y) = \frac{P_1}{y} + \frac{P_2}{y^2} \quad (4.6)$$

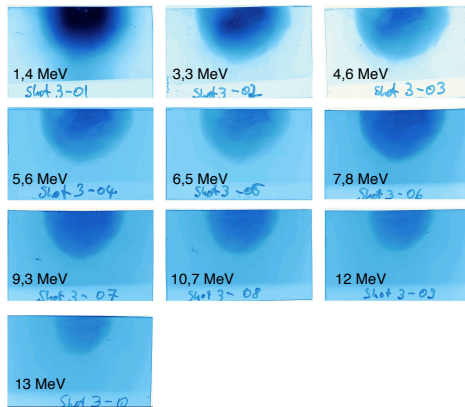
Für Protonen ergibt sich  $P_1 = 3,0\text{ MeV mm}$  und  $P_2 = 1,8 \times 10^3\text{ MeV mm}^2$ . Das Teilchentransportprogramm ist auch anwendbar zur Berechnung der einzelnen Ionenkurven und liefert Informationen über die Maximalenergie der Ionen, die mit der TP detektiert wurden.

Begrenzt wird die Energieauflösung der TP durch die Größe der Lochblende am Eingang der TP, kombiniert mit der Divergenz des Strahls innerhalb der TP. Im Experiment wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von  $300\text{ }\mu\text{m}$  verwendet. Unter der Annahme eines monoenergetischen Ionenstrahls, der von einer Punktquelle ausgesendet wurde, in Verbindung mit einer idealen Punkt-zu-Punkt-Abbildung der Lochblende auf den Detektor, ergibt sich ein Strahlfleck auf dem Detektor von der Größe der Lochblende. Vernachlässigt man die Divergenz des Strahls nicht, so wird der Strahlfleck immer größer sein als die Fläche der Lochblendenöffnung. Die im Experiment gemessenen Signale hatten eine volle Halbwertsbreite von 14 Kamerapixeln ( $1\text{ px} \triangleq (6.7\text{ }\mu\text{m})^2$ ), welche einer Länge von  $\Delta y = 0,74\text{ mm}$  auf dem Phosphorschirm entspricht. Demzufolge können zwei Ionen genau dann separiert werden, wenn ihr Abstand mit dem sie auf den Detektor treffen, größer als  $\Delta y$  ist. Daraus lässt sich die Energieauflösung  $\Delta E$  wie folgt berechnen:

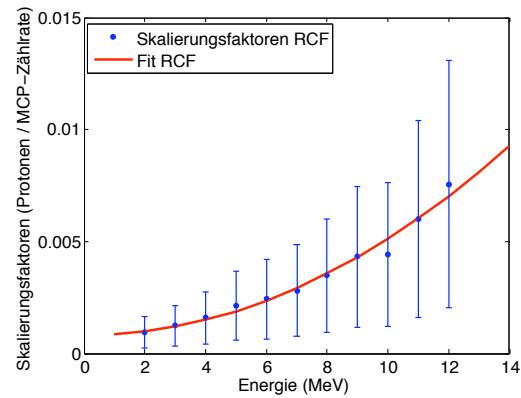
$$\Delta E = \frac{dE}{dy} \cdot \Delta y \quad (4.7)$$

$\frac{dE}{dy}$  ist die Ableitung der Dispersionsrelation aus Gleichung 4.6. Für Protonen mit einer Energie von z.B.  $E = 10\text{ MeV}$  ergibt sich demnach eine Energieauflösung von  $\Delta E = 1,11\text{ MeV}$ .

Zur Erhöhung der Energieauflösung kann die Lochblendengröße verringert werden. Gleichzeitig wird dadurch die MCP besser vor  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung geschützt, die Teilchenzahlen auf der MCP werden jedoch stark verringert und damit auch die Signalstärke. Neben der Lochblende mit  $300\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser kam eine zweite



(a)



(b)

**Abbildung 4.9:** a): RCF-Stapel bestehend aus zehn Filmen. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. Die gemessene Maximalenergie liegt zwischen 13 MeV und 14 MeV und stimmt sehr gut mit den Ergebnissen der TP überein, siehe Abbildung 4.11(a). b): Berechnete Skalierungsfaktoren aus den aufgenommenen MCP-Ereignissen und dem Protonenspektrum, welches aus den RCF ermittelt wurde. Die Kurve zeigt eine quadratische Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren zur Protonenenergie.

mit 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser im Experiment zum Einsatz. Die Signalbreite auf der Kamera verringerte sich dadurch auf 5 px volle Halbwertsbreite. Damit ist gezeigt, dass die Energieauflösung durch die Lochblendengröße bestimmt wird und alle anderen genannten Parameter eine untergeordnete Rolle spielen.

Die maximal nachweisbaren Ionenenergien finden sich am Rande des durch  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung erzeugten Strahlflecks, der einen Radius von 6,2 mm um den Ursprungspunkt auf der MCP hat, siehe Abschnitt 4.3.3. Beispielsweise sind dies für Protonen 49 MeV, bei einer geringen Energieauflösung von noch  $\Delta E(p_{49\text{ MeV}}) = 11,5\text{ MeV}$  und für  $\text{O}^{6+}$  7 MeV/u (112 MeV) bei einer Energieauflösung von  $\Delta E(\text{O}^{6+}_{7\text{ MeV/u}}) = 26,3\text{ MeV}$ .

### 4.3.2 Kalibrierung der TP

Die Bestimmung der Anzahl der beschleunigten Ionen erfordert eine Kalibrierung des MCP-Detektors. Dies wurde durch eine Kreuzkalibrierung unter Verwendung von RCF gemacht. RCF eignen sich nur für die Kalibrierung von Protonen, da alle schweren Ionen im ersten oder spätestens zweiten Film des RCF-Stapels gestoppt werden, bedingt durch die ihre geringe Eindringtiefe. Eine erste Kreuzkalibrierung für Kohlenstoffionen wurde mit Hilfe von CR-39 Kernspurplatten durchgeführt. Mangelnde statistische Daten führten aber zu sehr großen Fehlerwerten.

Für die Kreuzkalibrierung wurde der Protonenstrahl desselben Laserschusses gleichzeitig mit RCF und der TP aufgenommen. Dies erfolgte durch eine Detektion des halben Protonenstrahls durch den RCF-Stapel, 42 mm hinter dem Target und gleichzeitiger Messung eines Ausschnittes der zweiten Strahlhälfte ausserhalb der Targetkammer mit der TP. Zu berücksichtigen ist hierbei der Einfluss des elektrischen und des magnetischen Feldes auf den Protonenstrahl innerhalb der TP. Die Dispersionseffekte müssen beim Vergleich mit den im RCF gemessenen Protonen berücksichtigt werden. Dies erfolgte durch Auslesen der MCP-Ereignisse bei einem konstanten Energieintervall entlang der Protonenkurve und anschließendem Vergleich mit dem aus den RCF-Daten berechneten Energiespektrum.

Abbildung 4.9(a) zeigt den analysierten RCF-Stapel nach der Bestrahlung mit Protonen. Das Energiespektrum wurde nach dem in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Verfahren berechnet. Durch einen Vergleich dieses Energiespektrums mit den aufgenommenen Ereignissen durch den MCP-Detektor lassen sich Skalierungsfaktoren



extrahieren, mit denen die gemessene Helligkeit des Phosphorschirms in reelle Teilchenzahlen umgerechnet werden kann. Anwendbar ist diese Umrechnung auf gemessene Daten jedes beliebigen weiteren Laserschusses. Abbildung 4.9(b) zeigt die aus der Krosskalibrierung bestimmten Skalierungsfaktoren. Die Fitkurve ergibt sich aus folgender quadratischer Gleichung:  $SF = A \times E^2 + B$  mit  $A = 4.3 \times 10^{-5} \text{ MeV}^{-2}$  und  $B = 8.0 \times 10^{-4}$ . Die physikalische Einheit der Skalierungsfaktoren ist gegeben durch Teilchen pro Flächeneinheit über MCP-Ereignissen pro Flächeneinheit.

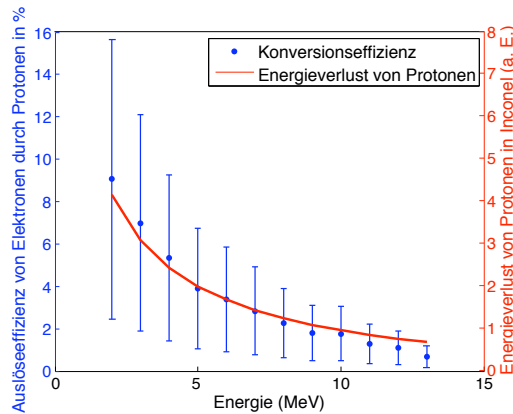
Die Messung des Protonenstrahls durch RCF und TP erfolgte in unterschiedlichen Distanzen zur Quelle, d.h. zum Target. Dadurch werden unterschiedliche Raumwinkel abgedeckt. Das Verhältnis dieser Raumwinkel geht in die Berechnung der Skalierungsfaktoren mit ein, um den Steradian in der Einheit der Skalierungsfaktoren zu eliminieren. Die Umrechnung von MCP-Ereignissen in reelle Teilchenzahlen erfolgt dann durch Multiplikation der gemessenen MCP-Werte mit den Skalierungsfaktoren.

Die großen Fehlerbalken von 73 % der berechneten Daten haben ihren Ursprung in der Verstärkung des MCP-Detektors und in der Analyse der RCF. Betrachtet man die Verstärkungskurve eines MCP-Detektors in Chevron-Konfiguration mit einem Plattenabstand von  $50 \mu\text{m}$ , so hat diese Kurve eine volle Halbwertsbreite (FWHM) von 120 %-150 % [70]. Daraus ergibt sich eine mittlere quadratische Abweichung von  $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}} \leq 64\%$  der Maximalverstärkung des Detektors von  $10^7$ . Dazu kommt der Fehler der RCF-Analyse. Dieser beträgt rund 27 % [74]. Kleine Fehler von weniger als 2 % finden sich bei der verwendeten Pixelfly-CCD-Kamera in den Werten der Graustufen und bei den Quanteneffizienzen des Phosphorschirms. Zusammengenommen ergibt sich damit ein Gesamtfehler von 73 %, welcher durch eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet wurde.

Abbildung 4.9(b) zeigt eine quadratische Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren zur Energie der Protonen. Diese wird verursacht durch eine starke Abhängigkeit der Auslöseeffizienz von Primärelektronen in der obersten Schicht der MCP zu dem Energieverlust der einfallenden Ionen. Generell gilt, dass nur Elektronen, die direkt an der Oberfläche der MCP herausgelöst werden, eine Elektronenlawine in den MCP-Kanälen starten können. Elektronen, die in tieferen Schichten der MCP durch die Anregung der Ionen freigesetzt werden, werden unmittelbar reabsorbiert. Je höher der Energieverlust eines in einen Kanal der MCP eindringenden Ions ist, desto mehr Elektronen werden aus dem Wandmaterial herausgelöst. Zur Überprüfung, ob die Anzahl der Primärelektronen und damit auch die Anzahl der MCP-Ereignisse direkt mit dem Energieverlust der Ionen verknüpft ist, wurden Auslöseeffizienzen von Elektronen aus dem Wandmaterial durch den Einschuss von MeV-Protonen berechnet. In der Literatur finden sich Konversionseffizienzen für keV-Ionen, unter anderem veröffentlicht von *Proxitronic* [75]. Die bestimmten maximalen Effizienzen betrugen 80 % für Ionen mit Energien im Bereich von 10 keV - 50 keV. Die bislang untersuchte maximale Ionenenergie betrug 200 keV bei einer Auslöseeffizienz von 40 %.

Zur Berechnung der Konversionseffizienzen müssen alle Parameter des experimentellen Aufbaus berücksichtigt werden. Dazu gehören die Konversionseffizienzen von Photonen in gemessenen Ereignissen auf der Kamera ( $\varphi_1=15$  Photonen pro Kameraereignis). Diese Werte beinhalten die Quanteneffizienz der Pixelfly Kamera bei der Wellenlänge der maximalen Fluoreszenz des Phosphorschirms (30 %). Zusätzlich gehen dabei ein die Sammeleffizienz der Linse ( $\varphi_2=0,01$  %), die Quantenausbeute des Phosphorschirms ( $\varphi_3=0,063$  Photonen/eV) [76], die Energie der Elektronen ( $\varphi_4=3,7$  keV) und die Verstärkung der MCP ( $\varphi_5 \simeq 10^7$ ). Daraus berechnet sich eine theoretische Anzahl von Primärelektronen, die aus der MCP Oberfläche herausgelöst wurden. Durch einen Vergleich zwischen der Anzahl der Primärelektronen und der ermittelten Anzahl von Protonen aus den RCF,  $N_p$ , können die Konversionseffizienzen in Prozent von Protonen in Primärelektronen an der MCP-Oberfläche berechnet werden. Dabei muss die Fläche der MCP, die durch die Kanäle ausgemacht wird ( $\varphi_6=63$  %), berücksichtigt werden. Die Konversionseffizienzen ergeben sich wie folgt:

$$KE = \frac{\varphi_1}{\varphi_2 \varphi_3 \varphi_4 \varphi_5 \varphi_6} \times \frac{\text{MCP-Ereignisse}}{N_p} \times 100 \quad (4.8)$$



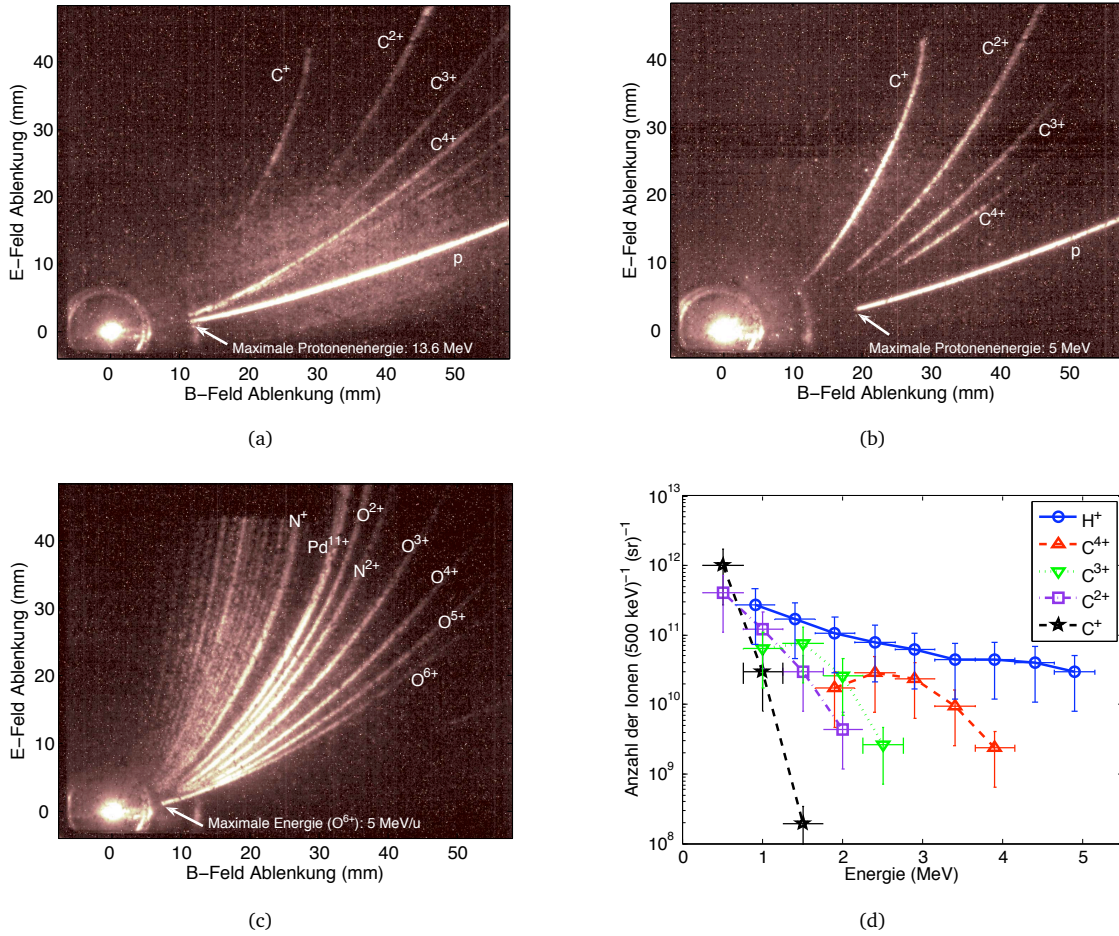
**Abbildung 4.10:** Vergleich zwischen den normierten Konversionseffizienzen von Protonen in Primärelektronen (•) mit dem normalisierten Energieverlust von Protonen in Inconel (—). Beide Kurven folgen nahezu demselben Verlauf. Die Effizienzen reichen von 9,1 % für Protonen mit 2 MeV Energie bis zu 0,7 % für Protonen mit der gemessenen Maximalenergie von 13 MeV.

Abbildung 4.10 zeigt die Konversionseffizienzen gegenüber der Protonenenergie, zusammen mit dem Energieverlust von Protonen in der Oberflächenbeschichtung der MCP. Diese besteht aus *Inconel*, einer Nickel-Chrom-Legierung. Die Energieverlustdaten wurden mit Hilfe von SRIM berechnet. Die beiden Kurven folgen nahezu demselben Verlauf, was zeigt, dass die gemessenen MCP-Ereignisse und darüber hinaus die bestimmten Skalierungsfaktoren, siehe Abbildung 4.9(b), primär vom Energieverlust der Protonen in der MCP abhängig sind. Die Auslöseeffizienzen reichen von 9,1 % für Protonen mit der Energie 2 MeV bis zu 0,7 % für die gemessene Maximalenergie von 13 MeV.

Wie bereits eingangs erwähnt, wurde neben der Kalibrierung des MCP-Detektors auf Protonen auch eine erste Kalibrierung für Kohlenstoffionen durchgeführt. Hierbei wurde eine CR-39 Kernspurplatte direkt vor der MCP innerhalb der TP platziert. Die Kernspurplatte wurde mit einem rechteckigen Lochmuster versehen, um eine simultane Messung der Protonen durch MCP und Kernspurplatte zu gewährleisten. Die Analyse der Kernspurplatte zeigte die charakteristischen Parabeln der verschiedenen Ionen, bzw. der Ladungszustände, unterbrochen durch mehrere Lücken in den Spuren, hervorgerufen durch das Lochmuster. Ionen dieser Energieintervalle wurden durch die MCP detektiert. Im Gegensatz zur Kalibrierung der Protonen über die RCF können in diesem Fall die MCP-Ereignisse direkt mit den auf der Kernspurplatte detektierten Protonenanzahlen verglichen werden, da die Messung an derselben Position im Experiment erfolgte. Der Vergleich zeigt eine Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren von der Ionenenergie, sowie von dem Ladungszustand der Ionen. Im Gegensatz zu den für Protonen bestimmten Skalierungsfaktoren werden die Werte für Kohlenstoff im untersuchten Messbereich von 200 keV - 4 MeV mit steigender Energie kleiner. Diese Beobachtung ist konsistent mit den Ergebnissen für Protonen, da der Energieverlust von Kohlenstoffionen in Inconel für die untersuchten Energien ansteigt. Das Maximum befindet sich bei einer Ionenenergie des Kohlenstoffs von 6,5 MeV. Die Größenordnung der Skalierungsfaktoren für Kohlenstoff liegt in demselben Bereich wie diejenige für Protonen. Dies erklärt sich dadurch, dass der dominierende Prozess beim Detektionsvorgang von Ionen mit einer MCP immer die Elektronenvervielfachung in den Kanälen der MCP ist. Die Verstärkung von  $10^6$  -  $10^7$  ist für alle Ionenspezies identisch.

Bedingt durch nicht ausreichende statistische Daten kann nur eine vorläufige Skalierungsfunktion, die die MCP-Ereignisse in reelle Kohlenstoffionen umrechnet, bestimmt werden. Sie ist gegeben durch folgende Gleichung:

$$SF_{Kohlenstoff} = A + \frac{B}{\sqrt{E}} \quad (4.9)$$



**Abbildung 4.11:** a): Protonen- und Kohlenstoffsignale. Beschleunigt wurden die Teilchen von einer 20  $\mu\text{m}$  dicken Aluminiumfolie. Die Maximalenergie der Protonen beträgt 13,6 MeV. b): Protonen- und Kohlenstoffsignale. Das verwendete Target war eine geheizte 50  $\mu\text{m}$  dicke Goldfolie. Das Protonensignal ist durch das Heizen schwächer geworden, ebenso wie die Maximalenergie der Protonen,  $E_p = 5$  MeV. Dagegen hat sich die Intensität der Kohlenstofflinien erhöht. c): Sauerstoff-, Stickstoff- und Palladiumlinien. Unter Verwendung eines geheizten 15  $\mu\text{m}$  dicken Palladiumtargets konnten alle Protonen auf der Oberfläche entfernt werden. Die Maximalenergie der beschleunigten  $\text{O}^{6+}$ -Ionen beträgt 5 MeV/u. d): Berechnete Energiespektren von Protonen und Kohlenstoffionen der MCP-Daten aus Abbildung 4.11(b).

Die Fitparameter ergeben sich zu  $A = -5 \cdot 10^{-4}$  und  $B = 2 \cdot 10^{-3} \sqrt{\text{MeV}}$  im Energieintervall von 0,3 MeV bis 4,0 MeV. Diese Skalierungsfunktion wurde verwendet, um experimentelle MCP-Daten in Anzahlen von Kohlenstoffionen umzurechnen, siehe folgendes Kapitel.

### 4.3.3 Experimenteller Test der TP

Die TP wurde als Detektor für lasererzeugte Ionen in verschiedenen Experimenten erfolgreich eingesetzt. Abbildung 4.11 zeigt die Ergebnisse dreier Laserschüsse auf zwei Aluminiumtargets, 4.11(a), (b) und auf ein Palladiumtarget 4.11(c), sowie die berechneten Energiespektren von Protonen und Kohlenstoffionen der Messung aus Abbildung 4.11(b). Die Messungen wurden am 100 TW Lasersystem des Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) in Frankreich durchgeführt.

Abbildung 4.11(a) zeigt eine Aufnahme des Phosphorschirms des MCP-Detektors von einem Laserschuss auf ein 20  $\mu\text{m}$  dickes Aluminiumtarget, welches unter anderem für die Kalibrierung der TP verwendet wurde. Die Laserenergie auf dem Target betrug 12,4 J bei einer Pulslänge von 350 fs. Zu erkennen sind fünf Ionenspuren,

---

hervorgerufen durch Protonen, und vier Ladungszustände von Kohlenstoff,  $C^+$  -  $C^{4+}$ . Der helle Strahlfleck im linken unteren Bereich der MCP wurde erzeugt durch  $\gamma$ - und Röntgenstrahlung, sowie durch neutrale Teilchen, die nicht durch die Felder der TP abgelenkt worden sind. Dieser Punkt wird als Ursprung bezeichnet. Alle Parabeln zeigen eine scharfe Abschlusskante in der Nähe des Ursprungs. Diese Positionen markieren die beschleunigten Maximalenergien der Ionen.

Neben der Kalibrierung der TP wurden mehrere Laserschüsse auf unterschiedliche Targetmaterialien vorgenommen, um speziell schwerere Ionen zu erzeugen. Zur Unterdrückung der Beschleunigung der Protonen, bzw. zur Beseitigung der Ablagerungen auf der Oberfläche der Targets, wurde eine Laserheizung installiert, mit der das Target vor dem eigentlichen Schuss bis zu fünf Minuten bei einer maximalen Dauerstrichleistung von 8 W beschossen wurde.

In Abbildung 4.11(a) ist das Ergebnis einer Messung an einem ungeheizten Target dargestellt. Die Protonenlinie ist das dominante Signal, die Maximalenergie der Protonen beträgt 13,6 MeV. Die vier Parabeln der Kohlenstoffladungszustände sind wesentlich schwächer in der Intensität als die des Protonensignals. Die Maximalenergie findet sich bei  $C^{4+}$  und beträgt 1,6 MeV/u. Abbildung 4.11(b) zeigt Daten eines 50  $\mu\text{m}$  dicken Goldtargets, welches vor dem Beschuss mit dem Kurzpuls bei einer Laserleistung von 4 W fünf Minuten lang gereinigt wurde. Deutlich zu sehen sind der Rückgang der Signalstärke der Protonen und die starke Reduzierung der Maximalenergie der Teilchen auf 5 MeV. Im Gegenzug zeigen die Kohlenstoffparabeln eine höhere Intensität. Das dritte verwendete Targetmaterial war Palladium, siehe Abbildung 4.11(c). Dieses Target wurde fünf Minuten bei 8 W Laserleistung aufgeheizt. Durch die Reinigung konnten die Wasserstoffablagerungen komplett entfernt werden. Es wurden eine Vielzahl an schweren Ionen bei unterschiedlichen Ladungszuständen beschleunigt. Unter anderem Sauerstoff, Stickstoff und Palladium, mit einer Maximalenergie für  $O^{6+}$  von bis zu 5 MeV/u. Der Sauerstoff stammt aus einer Palladiumoxidschicht, die während des Heizens erzeugt wird, und durch Reaktionen der Palladiumatome an Luft und mit dem Restgas in der Targetkammer.

Mit Hilfe der Kalibrierung der TP konnten das Protonenspektrum sowie die Kohlenstoffspektren der Messung aus Abbildung 4.11(b) berechnet werden. Die Energiespektren sind zusammengefasst in Abbildung 4.11(d). Üblicherweise erhält man Protonenzahlen, die um eine Größenordnung höher liegen als die der Kohlenstoffionen. Dies ist bedingt durch den Beschleunigungsmechanismus, bei dem Teilchen mit dem höchsten  $q/m$ -Verhältnis primär beschleunigt werden und damit das beschleunigende elektrische Feld gegenüber den schweren Ionen abschirmen. In diesem Fall war die Anzahl der Protonen durch das Laserheizen des Targets stark reduziert, was in höheren Teilchenzahlen der Kohlenstoffionen resultierte.

---

#### 4.3.4 Messungenaugigkeit

---

Ein generelles Problem bei der Verwendung einer TP zur Bestimmung von Energiespektren laserbeschleunigter Ionen ist, dass unter der Annahme gemessen wird, dass die Ionen innerhalb des Teilchenstrahls in Bezug auf ihre Energie gleichverteilt sind. Mehrere Untersuchungen, siehe [77] und Abschnitt 4.1.3, haben gezeigt, dass die Quellgröße der Ionen auf der Targetoberfläche stark energieabhängig ist, ebenso wie die Divergenz der Teilchen. Das bedeutet, dass das berechnete Energiespektrum von der Position der TP im Experiment abhängig ist. Der Winkel zwischen der TP und der Targetnormalen hat Einfluss darauf, wie viele Ionen einer bestimmten Energie detektiert werden. Es empfiehlt sich daher, eine Messung immer unter  $0^\circ$  zur Targetnormalen durchzuführen. Oftmals ist dies durch den Gesamtaufbau des Experiments nicht möglich. Die Messungen am LULI 100 TW System wurden unter einem Winkel von  $6^\circ$  zur Targetnormalen durchgeführt. Aus diesen Gründen werden Energiespektren von Thomson Parabeln generell immer pro Energieschritt, z.B. 1 MeV und pro Raumwinkel angegeben. Die genaue Teilchenzahl im Gesamtstrahl ist nur unter Verwendung von weiteren Diagnostiken bestimmbar.

---

## 5 Strahltransport

---

Das Hauptziel der vorliegenden Doktorarbeit war die Untersuchung des Transportes und der Fokussierung laserbeschleunigter Ionen, anhand von laserbeschleunigten Protonenstrahlen, mit Hilfe einer gepulsten Hochfeldspule.

Die Fokussierung und der Transport laserbeschleunigter Protonen wird seit mehreren Jahren weltweit intensiv untersucht. Ausgangspunkt ist die relativ hohe Anfangsdivergenz des Protonenstrahls mit halben Öffnungswinkeln von über  $20^\circ$ , die eine Nutzung der Strahlen massiv erschwert. Es existieren unterschiedliche Ansätze zur Fokussierung der Protonen. Es wurden unter anderem speziell gekrümmte Targets hergestellt, die der Form einer Hemisphäre entsprechen [30]. Dies führte zu einer ballistischen Fokussierung des Protonenstrahls. Der Fokuspunkt befand sich in einem definierten Abstand vom Auftreffpunkt des Lasers auf dem Apex der Halbsphäre. Der Abstand entsprach dem 1,3 fachen des Radius der Sphäre. Siehe vergleichend dazu auch Kapitel 6. In einem weiteren Experiment wurde eine sogenannte Mikrolinse zur Strahlfokussierung verwendet [40]. Diese Mikrolinse bestand aus einem kleinen metallischen Zylinder, die im Experiment in kurzem Abstand hinter dem Folientarget platziert wurde. Die Mikrolinse wurde mit einem zweiten Kurzpulslaser bestrahlt. Durch die radiale Plasmaexpansion innerhalb der Linse in Richtung der Zylinderachse kam es zu einer Fokussierung des Protonenstrahls. Es wurde ein millimetergroßer Fokus in einem Abstand von 70 mm zum Target erzeugt. Die Zeitverzögerung zwischen der Bestrahlung des Folientargets und der Linse bestimmte das selektierte Energieintervall der fokussierten Protonen. Dieses Experiment hatte den großen Nachteil eines komplexen Aufbaus, durch die Verwendung zweier zu synchronisierender Laser, und es wurde nur ein Bruchteil der beschleunigten Protonen fokussiert. Ein wesentlicher Durchbruch in dem Bereich zur Fokussierung laserbeschleunigter Protonen wurde durch ein Experiment der Gruppe um Schollmeier *et al.* erreicht [8]. Dabei wurden Permanentmagnetquadrupole verwendet, um die Protonen zu führen. Es konnte ein fokussierter Strahl mit einer vollen Halbwertsbreite von  $286\text{ }\mu\text{m} \times 176\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Protonenenergie von 14 MeV erzeugt werden. Im Vergleich zu einem unfokussierten Strahl entspricht dies einer Flusserhöhung am Ort des Detektors um einen Faktor 75. Die Quadrupole hatten äußerst starke Feldgradienten von 500 T/m. Feldgradienten dieser Größenordnung sind nur durch sehr kleine Magnete realisierbar. Die offene Apertur der Quadrupole betrug 5 mm im Durchmesser. Durch diese Geometrie kam es beim Durchgang der Protonen durch das Quadrupoldublett zu einem Verlust von 99,9 % der Protonen bei der gewünschten zu fokussierenden Energie.

Basierend auf diesen Resultaten und zur Vermeidung der hohen Teilchenverluste wurde für die vorliegende Arbeit ein Solenoid konstruiert, der zum Einfangen und zum Transport der Protonen eingesetzt wurde.

Im vorliegenden Kapitel werden die Ergebnisse der Strahltransportexperimente präsentiert. Als Einstieg in das Gebiet gibt Kapitel 5.1 eine Einführung in die Beschleunigerphysik anhand der linearen Strahloptik. Kapitel 5.2 beschreibt theoretisch die Propagation geladener Teilchen durch ein Solenoidfeld. In Abschnitt 5.3 wird das Design des Solenoids vorgestellt. Danach folgen zwei Abschnitte über das Lasersystem, an dem die Experimente durchgeführt wurden, PHELIX, siehe Kapitel 5.4 und über den Aufbau des Experiments in der Laserhalle, siehe Kapitel 5.5. Kapitel 5.6 gibt detaillierte Informationen über die entscheidenden experimentellen Ergebnisse, welche durch Simulationen gestützt werden, siehe Kapitel 5.7. In einem zweiten Experiment kam ein neues Spulendesign zum Einsatz. Dieses wird in Abschnitt 5.8 erläutert, die Resultate werden präsentiert und mit denen aus dem ersten Experiment verglichen. In Kapitel 5.9 wird das Problem der Emittanzerhaltung beim Transport der Protonen durch den Solenoiden diskutiert. Abgeschlossen wird das Hauptkapitel Strahltrans-



port mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und einem Ausblick auf zukünftige Experimente und deren Neuerungen, siehe Abschnitt 5.10.

## 5.1 Lineare Strahloptik

Als Einstieg in das Gebiet des Strahltransports wird in diesem Kapitel eine Einführung in die *lineare Strahloptik* gegeben, mit der einfache Beschleunigersysteme und die Bahnen der beschleunigten Teilchen in diesen berechnet werden. Ausführliche Informationen über die Physik der Teilchenbeschleuniger finden sich unter anderem in Referenz [78].

In einem Beschleuniger wird die Propagation der Teilchenstrahlen über deren *Sollbahn* definiert, was sich durch den Aufbau des Gesamtsystems durch die einzelnen Beschleunigerstrukturen ergibt. Die Sollbahn, auch bekannt als *Orbit*, gibt nicht die Bahnen der einzelnen Teilchen wieder, da diese Winkeldivergenzen zueinander aufweisen und dadurch auseinanderdriften, sondern beschreibt die Idealbahn der Teilchen im Beschleuniger. Zur Führung der Teilchen auf der Sollbahn und um diese festzulegen, werden verschiedene Magnettypen verwendet. Ihre Bezeichnung erfolgt entsprechend ihrer Feldkonfiguration und unter Berücksichtigung der Art und Weise, wie ihre Ablenkkräfte auf die Teilchen mit deren Abstand zur Sollbahn zunehmen. Die lineare Strahloptik umfasst nur Magnete, die zur Strahlablenkung verwendet werden, sogenannte Dipole, und Magnete, die zur Fokussierung der Teilchen verwendet werden, sogenannte Quadrupole. Höhere Multipole wie Sextupole und Oktupole dienen zur Kompensation von Chromazitäten und zu Feldkorrekturen und werden in der linearen Strahlenoptik nicht berücksichtigt. Unter der Annahme dieser Vereinfachung und eines rechtwinkligen Koordinatensystems,  $K = \{x, y, s\}$ , dessen Ursprung entlang der Sollbahn verläuft und in dem die Strahlrichtung durch  $s$  gegeben ist, ergeben sich die allgemeinen Bewegungsgleichungen wie folgt:

$$x''(s) + \left( \frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (5.1)$$

$$y'(s) + k(s)y(s) = 0 \quad (5.2)$$

Hierbei sind  $x$  und  $y$  die sogenannten *Ablagen* zum Orbit. Dies ist der Abstand zwischen der Position des Teilchens und der Idealbahn.  $R$  ist der Ablenkradius des Dipols und  $k$  die Quadrupolstärke. Die einzelnen Teilchen haben einen definierten Impuls, gegeben durch  $p_{\text{Teilchen}} = p + \Delta p$ , mit der Impulsabweichung  $\Delta p$  vom Sollimpuls  $p$ . Zur Aufstellung der Bewegungsgleichungen wurde angenommen, dass eine Ablenkung nur in der horizontalen Ebene ( $x, s$ ) auftritt, d.h. dass die Dipolfelder nur mit horizontaler Wirkung auftreten. Nach den Gleichungen (5.1) und (5.2) zeigt sich, dass die Teilchenbewegung für die einzelnen Raumrichtungen,  $x$  und  $y$ , entkoppeln.

Für eine praktikable Notierung und Berechnung der Teilchenbewegung wurde ein Formalismus eingeführt, bei dem für jeden Magneten und für jede Driftstrecke eines Beschleunigers die Bahngleichungen stückweise angegeben werden. Dies geschieht durch Transformationsmatrizen, die die ursprünglichen Parameter einer Teilchenbahn, ihre Ablage  $x_0$  und ihre Neigung  $x'_0$ , auf die neuen Koordinaten  $x(s)$  und  $x'(s)$  überführen. Für ein vollständiges Beschleunigersystem ergibt sich die Transformation durch eine Folge von Matrizenmultiplikationen,

$$\vec{X} = \prod_i \mathbf{M}_i \vec{X}_0, \quad \text{zum transformierten Bahnvektor} \quad (5.3)$$

$\vec{X} = (x, x', y, y')$ . Als Beispiel sei hier die Transformationsmatrix für ein Dipolfeld für eine Raumrichtung gezeigt:

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{s}{R}\right) & R \sin\left(\frac{s}{R}\right) \\ -\frac{1}{R} \sin\left(\frac{s}{R}\right) & \cos\left(\frac{s}{R}\right) \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Man sieht an diesem Beispiel sehr gut, dass die Ablenkung durch ein Magnetfeld in der linearen Strahloptik immer einer Drehung des Koordinatensystems gleichzusetzen ist.

Im Folgenden werden weitere für die Beschreibung des Teilchentransports wichtige Größen und Erhaltungsgrößen eingeführt.

---

### 5.1.1 Dispersionsfunktion

---

Nach den Gleichungen (5.1) und (5.2) ist eine Abweichung der Impulse der Teilchen vom Idealimpuls,  $\Delta p/p \neq 0$ , nur relevant bei einem Durchlaufen eines Dipolfeldes, also für  $1/R \neq 0$ . Dabei kommt es zu einer Änderung der Gesamtablage  $x_{Ges.}(s) = x(s) + D(s)\frac{\Delta p}{p}$ .  $D(s)$  ist die sogenannte Dispersionsfunktion. Eine Herleitung findet sich in [78]. Die Teilchen bewegen sich nicht mehr auf der Sollbahn, sondern führen eine Schwingung um eine durch  $\Delta p/p$  gegebene Dispersionsbahn aus. Zur vollständigen Beschreibung der Teilchenbewegung durch einen Beschleuniger ändert sich damit der Bahnvektor zu:

$$\vec{X}(s) = \begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ y(s) \\ y'(s) \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

---

### 5.1.2 Betafunktion

---

Bisher wurden immer nur einzelne Teilchen betrachtet. Es soll nun der Übergang zum Gesamtstrahl an Hand des Beispiels eines einzelnen Quadrupols vollzogen werden.

Wie bereits erwähnt, ist die Bahnfunktion  $x(s)$  eine Schwingung um den Orbit. Ihre Amplitude und Phase sind abhängig von der Position  $s$  auf dem Orbit. Diese Schwingung wird als *Betatronschiwingung* bezeichnet. Unter der Annahme eines Quadrupols mit  $1/R = 0$ ,  $\Delta p/p = 0$  und mit einer von  $s$  abhängigen Stärke  $k(s)$  vereinfacht sich Gleichung (5.1) zu:

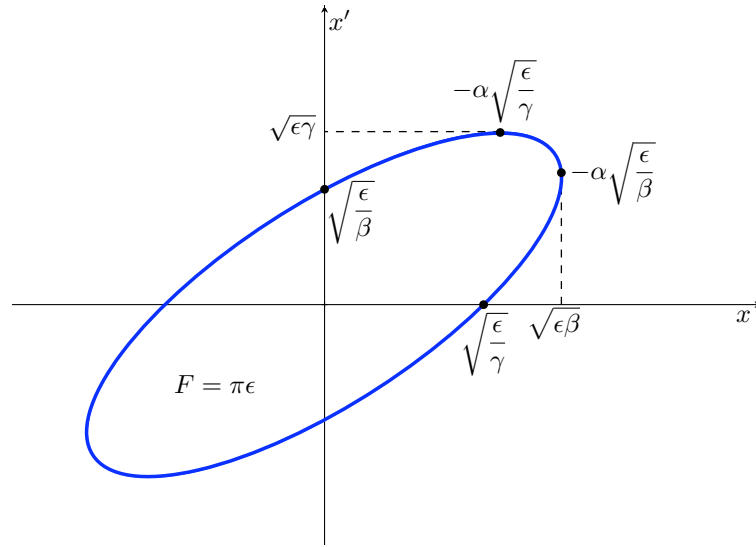
$$x'' - k(s)x(s) = 0 \quad (5.6)$$

Dies ist eine Differentialgleichung vom *Hill'schen Typ* und lässt sich durch folgenden Ansatz lösen:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos(\psi(s) + \phi) \quad (5.7)$$

Dabei wird eine neue Funktion eingeführt, die sogenannte *Betafunktion*  $\beta(s)$ . Sie ist abhängig von der mit dem Ort variierenden Strahlfokussierung und ist ein Maß für den lokalen Strahlquerschnitt. Der Amplitudenfaktor  $\epsilon$  ist die *Strahlemittanz* und wird im Folgenden noch genauer erläutert.  $\phi$  ist eine Integrationskonstante, und die Phase  $\psi(s)$  lässt sich durch das Integral  $\psi(s) = \int_0^s d\sigma / \beta(\sigma)$  berechnen. Aus Gleichung (5.7) wird deutlich, dass die einzelnen Teilchen in der Magnetstruktur Betatronschiwingungen vollführen. Deren Amplitude ist gegeben durch die Einhüllende des Strahls  $E(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)}$ . Durch  $E(s)$  sind die transversalen Dimensionen des Strahls definiert. Vollführt man eine Transformation der Betafunktion  $\beta(s)$ , analog zur oben beschriebenen Transformation von  $x(s)$ , so ist es möglich, die Strahldimension an jedem Ort  $s$  innerhalb des Beschleunigers anzugeben. Dies ist für das Design der Beschleunigeranlage enorm wichtig.

Durch die Einführung der Betafunktion kann die lineare Strahloptik durch folgende Funktionen vollständig beschrieben werden: Betafunktion  $\beta(s)$ , optische Funktion  $\alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}$ , Phase der Betatronschiwingung  $\psi(s)$ , Dispersionsfunktion  $D(s)$  und deren Steigung  $D'(s)$ .



**Abbildung 5.1:** Darstellung der Phasenellipse der Teilchenbewegung in der  $x$ - $x'$ -Ebene. Die Fläche der Ellipse berechnet sich über die Emittanz  $\epsilon$  des Strahls zu  $F = \pi\epsilon$ .

### 5.1.3 Emittanz und Akzeptanz

Die Bahngleichung (5.7) kann unter Eliminierung der Abhängigkeit von der Phase der Betatronschwingung  $\psi(s)$  und unter Einführung der Substitution  $\gamma(s) := \frac{1+\alpha^2(s)}{\beta(s)}$  auf folgende Form gebracht werden:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'(s) = \epsilon \quad (5.8)$$

Diese Gleichung beschreibt eine Ellipse im Phasenraum  $x$ - $x'$ . Die Emittanz  $\epsilon$  ist die Fläche dieser Ellipse mit  $\epsilon = F/\pi$ , siehe Abbildung 5.1. Nach dem Satz von Liouville bleibt ein Volumenelement in einem Phasenraum zeitlich immer konstant. Das bedeutet, dass es sich bei der Strahlemittanz um eine Invariante der Teilchenbewegung handelt. Die in der linearen Strahloptik auftretenden Kräfte in Form der Magnetfelder führen nicht zu einer Änderung der Emittanz des Strahls, da sie eine rein ablenkende Wirkung auf die Teilchen haben.

Zur Bestimmung der Emittanz des Gesamtstrahls wird eine Gleichgewichtsverteilung der Teilchen im Strahlvolumen angenommen. Diese Gaussverteilung ist definiert durch ihre Standardabweichung  $\sigma(s)$ . Sie lässt sich berechnen durch  $\sigma(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}$ . Die Emittanz lässt sich demnach als Verhältnis des Quadrats der Standardabweichung der Strahlverteilung und der Betafunktion berechnen. Dies wirft die Frage auf, wie groß die maximale Phasenellipse des Teilchenstrahls sein darf, um den Strahl verlustfrei durch eine Beschleunigerstruktur zu transportieren. Die Breite des Strahls ist proportional zur Wurzel der Betafunktion. Der Term der Emittanz kann hierbei vernachlässigt werden, da diese unter der Annahme einer Teilchenenergie konstant bleibt. Entscheidend ist das Verhältnis der inneren Dimensionen der Beschleunigerstruktur  $d$  zur maximalen Strahlbreite,  $d/\sqrt{\beta(s)}$ . In der Praxis verwendet man den Begriff der *Akzeptanz* des Beschleunigers. Sie berechnet sich zu

$$A = \left( \frac{d^2}{\beta} \right)_{\min} \text{ in [mm mrad]} \quad (5.9)$$

und gibt das kleinste Verhältnis, bzw. die größte Phasenellipse an, die an der optisch engsten Stelle im Beschleuniger möglich ist. Speziell in Speicherringen mit einer sehr hohen Anzahl von Umläufen der Teilchen ist ein sehr großes Verhältnis  $A/\epsilon$  notwendig. Für einen reibungslosen Betrieb nimmt die Akzeptanz Werte bis zu  $A > 50 \cdot \epsilon$  an.

Für eine Nachbeschleunigung der lasererzeugten Ionenstrahlen mit konventionellen Teilchenbeschleunigern ist es notwendig, dass die Strahlen den Akzeptanzen der Beschleunigerstrukturen genügen.



## 5.2 Propagation geladener Teilchen durch ein Solenoidfeld

Als abschließenden Abschnitt zur Theorie der Teilchenbewegung wird in diesem Kapitel die Propagation geladener Teilchen durch ein Solenoidfeld erläutert. Detaillierte Ausführungen zu verschiedensten Magnetfeldlinsen finden sich in [79].

Ein Solenoidfeld setzt sich zusammen aus zylindrisch symmetrischen axialen und radialen Feldern, die durch einen azimuthal laufenden Strom, der in einer zur Solenoidachse symmetrisch ausgerichteten Spule fließt, erzeugt werden. Das Magnetfeld ist statisch, was bedeutet, dass keine Energie auf die durch den Solenoiden propagierenden Teilchen übertragen wird. Geladene Teilchen, die sich parallel zur Achse des Solenoids  $z$  bewegen, durchfliegen zuerst das äußere radiale Feld und erfahren dabei eine azimuthale Ablenkung, gegeben durch die Lorentzkraft  $F_\Theta = q(v_z \times B_r)$ . Dies zeigt sich an einer Spiralbewegung der Teilchen beim Durchqueren der Spule. Die gewonnene Geschwindigkeit in azimuthaler Richtung,  $v_\Theta$ , führt wiederum innerhalb des Solenoids zum Auftreten einer radialen Kraft auf die Teilchen, durch die Wechselwirkung mit dem axialen Feld  $B_z$ . Das Ergebnis ist eine Ablenkung der Teilchen zur Strahlachse, unabhängig von der Ladung der Teilchen oder ihrer anfänglichen Propagationsrichtung. Das bedeutet, dass die Fokussierung eines Teilchenstrahls durch einen Solenoiden nur durch die im Vergleich zur axialen Geschwindigkeit relativ kleinen azimuthalen Geschwindigkeit, erzeugt durch die radialen Randfelder des Solenoids, hervorgerufen wird. Im folgenden wird der Transport geladener Teilchen durch einen Solenoiden mathematisch beschrieben. Dabei wird speziell auf die azimuthale Geschwindigkeitskomponente eingegangen.

Die Bewegungsgleichungen ergeben sich wie folgt:

$$\gamma m_0 \left( \frac{dv_r}{dt} \right) = -qv_\Theta B_z + \gamma m_0 \frac{v_\Theta^2}{r} \quad (5.10)$$

$$\gamma m_0 \left( \frac{dv_\Theta}{dt} \right) = -qv_z B_r + \gamma m_0 v_r \frac{v_\Theta}{r}. \quad (5.11)$$

Hierbei sind  $v_z$ ,  $v_r$  und  $v_\Theta$  die axiale, die radiale und die azimuthale Geschwindigkeit eines Teilchens. Dessen Masse und Ladung sind gegeben durch  $m_0$  und  $q$ .  $\gamma$  ist der relativistische Faktor und  $r$  ist die Distanz zwischen der Position des Teilchens und der Achse des Solenoids.  $B_z$  und  $B_r$  sind die axiale und die radiale Komponente des Magnetfeldes. Die Bewegungsgleichung für die axiale Richtung  $z$  ist trivial und wird gegeben durch die Anfangsgeschwindigkeit des Teilchens  $v_z$ .

Unter der Annahme, dass der Abstand  $r$  konstant bleibt und die Rotationsgeschwindigkeit  $v_\Theta$  im Vergleich zur axialen Geschwindigkeit  $v_z$  klein ist, kann man den Term der Coriolis-Kraft,  $\gamma m_0 v_r \frac{v_\Theta}{r}$ , in Gleichung (5.11) vernachlässigen. Zur Berechnung von  $v_\Theta$  werden folgende weitere Substitutionen benötigt: Zum einen wird die zeitliche Ableitung durch eine örtliche Ableitung ersetzt:

$$\frac{dv_\Theta}{dt} = \frac{dv_\Theta}{dz} \cdot \frac{dz}{dt} \cong \left( \frac{dv_\Theta}{dz} \right) v_z \quad (5.12)$$

Zum anderen wird das radiale magnetische Feld durch einen Ausdruck des axialen magnetischen Feldes substituiert. Dies ist die sogenannte *paraxiale Approximation*, die unter der Voraussetzung, dass das magnetische Feld kleine Winkel mit der Achse des Systems einschließt, anwendbar ist. Es muss gelten  $B_r \ll B_z$ . Für ein Solenoidfeld ist diese Substitution gerechtfertigt. Für das radiale Feld ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$B_r(r, z) \cong -\frac{r}{2} \left( \frac{dB_z(0, z)}{dz} \right) \quad (5.13)$$

Nach Einsetzen der Gleichungen (5.12) und (5.13) in Gleichung (5.11) und anschließender Integration folgt für die azimuthale Geschwindigkeit eines Teilchens nach dem Durchlaufen des radialen Feldes  $B_r$ :

$$v_\theta = \frac{qrB_z}{2\gamma m_0} \quad (5.14)$$

Damit zeigt sich, dass beim Durchgang durch ein Solenoidfeld ein Teilchen in der Summe keine Geschwindigkeit in azimuthaler Richtung aufnimmt. Der Betrag von  $v_\theta$  aus Gleichung (5.14) wird durch den Einfluss des radialen Feldes am Ausgang des Solenoids identisch mit Null, da die radiale Komponente der Feldlinien auf der Rückseite des Solenoids in entgegengesetzter Richtung zu den Feldlinien auf der Vorderseite steht. Die beiden Effekte, die zu einer Rotation der Teilchen führen, heben sich damit genau auf.

Unter Verwendung von Gleichung (5.14) lässt sich die Brennweite eines Solenoids berechnen. Einsetzen der azimuthalen Geschwindigkeit  $v_\theta$  in Gleichung (5.10), Überführen der zeitlichen Ableitung  $dv_r/dt$  in eine örtliche Ableitung nach  $dz$ , analog zu Gleichung (5.12) und anschließende Integration der Gleichung (5.10) führen zu folgendem Ausdruck:

$$\frac{v_r}{v_z} \cong -\frac{r}{4} \int \left( \frac{qB_z}{\gamma m_0 v_z} \right)^2 dz \quad (5.15)$$

Ersetzt man das Verhältnis der Geschwindigkeiten  $v_r/v_z$  durch den Winkel  $r'$ , so lässt sich aus dem Verhältnis von  $r$  und  $r'$  die Brennweite  $f$  des Solenoids berechnen:

$$f = -\frac{r}{r'} = \frac{4}{\int [(qB_z)/(\gamma m_0 v_z)]^2 dz} \quad (5.16)$$

Der Term in eckigen Klammern entspricht dem reziproken Ausdruck für den Gyroradius von geladenen Teilchen in einem Magnetfeld.

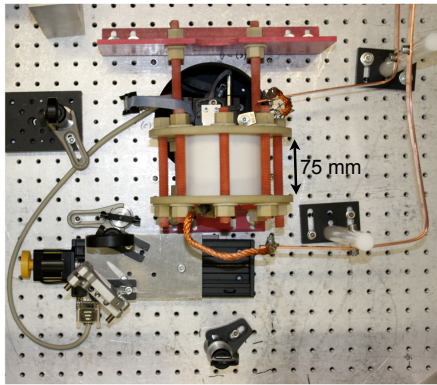
Nach dieser theoretischen Einführung wird in den folgenden Kapiteln auf die Experimente zum Transport von laserbeschleunigten Protonen eingegangen. Kapitel 5.3 gibt einen Überblick über wichtige Parameter des Solenoids, der zur Fokussierung des Strahls verwendet wurde. Die Experimente für diese Arbeit wurden am PHELIX-System durchgeführt. In Kapitel 5.4 wird der Aufbau des Lasersystems beschrieben, es werden die verschiedenen Experimentierplätze vorgestellt, und es wird vertiefend auf den Experimentaufbau eingegangen, welcher zur Ionenbeschleunigung verwendet wurde. Die Kapitel 5.6 und 5.7 zeigen experimentelle Ergebnisse und Resultate der Simulationen. Den Abschluss des Experimentabschnitts bildet Kapitel 5.8, in dem ein neues Spulendesign vorgestellt wird, und die Ergebnisse des jüngsten Experiments mit diesem neuen Solenoiden präsentiert werden.

---

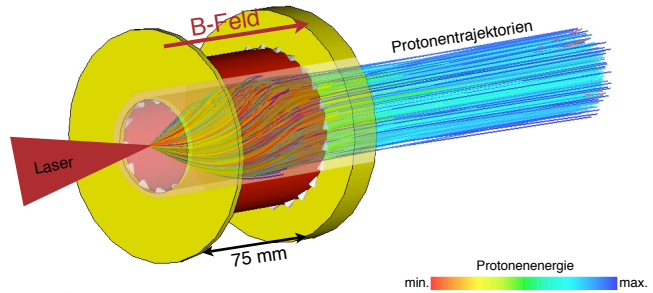
### 5.3 Solenoiddesign

---

Der erste Solenoidprototyp wurde aus der Spule eines Faradayrotators aufgebaut. Das ursprüngliche Design wurde stark optimiert, um den Solenoiden an die Anforderungen bei der Verwendung als Fokussiereinheit von laserbeschleunigten Protonen anzupassen. Dies beinhaltete vor allem eine Verbesserung der mechanischen Stabilität. Die Spule arbeitet in einem gepulsten Betrieb mit Spannungen im Kilovoltbereich und Strömen von Kiloampere, um die magnetischen Felder zur Fokussierung der Protonen im MeV-Energiebereich im Solenoiden zu erzeugen. Die Feldstärken erreichen bis zu 15 T. Der dabei entstehende magnetische Druck, gegeben durch  $p = B^2/\mu_0$ , liegt bei einem Wert von 90 MPa. Der Solenoid konnte erfolgreich bis zu diesen Werten getestet



(a)



(b)

**Abbildung 5.2:** a): Die Abbildung zeigt den Solenoid eingebaut in der PHELIX-Targetkammer. Die Länge der Spule beträgt 75 mm. Zur Sicherung der mechanischen Stabilität wird die Spule über zwei glasfaserverstärkte Kunststoffflansche gehalten. b): Berechnung der Teilchentrajektorien von Protonen beim Durchgang durch den Solenoiden mit CST-Particle-Studio. Bei der Designenergie von 2,5 MeV lassen sich nahezu alle Protonen verlustfrei durch die Spule transportieren.

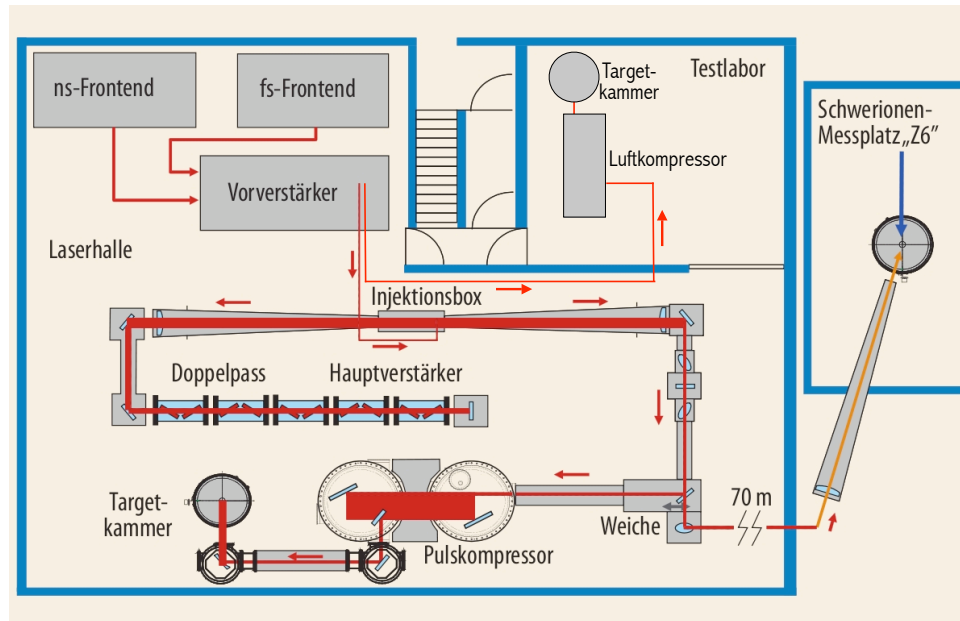
werden. Die auftretenden Kräfte führen zum einen zu einem Zusammenziehen der Spule entlang der Symmetrieachse, zum anderen entsteht eine radiale Kraft nach aussen, durch die es zu einer Drehbewegung der Spule kommt. Zur Aufrechterhaltung der Stabilität des Systems wurde die Spule durch zwei glasfaserverstärkte Kunststoffflansche gehalten, die nicht mit der Spule verbunden sind, um eine Bewegung des Systems zu ermöglichen. Erste Versuche mit einem starren Design führten zu einem Verlust der strukturellen Integrität der Hülle der Spule. Zusätzlich befindet sich der gesamte Experimentaufbau im Hochvakuum, d.h. die Kühlung der Spule ist minimal.

Im Experiment wurde für den Betrieb ein magnetisches Feld von 8,5 T gewählt. Dies hatte sicherheitstechnische Gründe, sowohl wegen des hohen Drucks, als auch wegen der enorm hohen elektrischen Leistungen, die zur Erzeugung des magnetischen Feldes notwendig waren, siehe dazu auch Kapitel 5.4. Bei einer Induktivität der Spule von  $34 \mu\text{H}$  - zusätzlich muss die Induktivität der Zuleitungen berücksichtigt werden, die in der Größenordnung der Spule liegt - und einem angestrebten magnetischen Feld von 8,5 T sind dies 8 kV bei einem Strom von 19 kA. Erzeugt wurde diese elektrische Leistung durch eine Entladung eines Teiles der Kondensatorbank von PHELIX. Es wurden insgesamt zweimal 30 Kondensatoren verwendet. Jeder dieser Kondensatoren hat eine Kapazität von  $52 \mu\text{F}$ . Jeweils drei sind immer zu einem Kondensatorblock zusammen geschlossen. Insgesamt ergibt das eine Kondensatorkapazität von 3,12 mF.

Abbildung 5.2(a) zeigt den Solenoiden eingebaut in der Experimentierkammer am PHELIX. Die Spule des Solenoiden besteht aus einer 75 mm langen Messinghelix mit 32 Windungen. Um den Verlust von Protonen durch eine zu kleine Apertur des Solenoiden zu vermeiden, beträgt der Durchmesser der Öffnung 44 mm.

Zur Festlegung des endgültigen Designs des Solenoiden und um eine Vorausberechnung der Propagation der Protonen durch die Spule zu erlangen, wurden Simulationen mit dem Programm *Computer Simulation Technology (CST) Particle-Studio* [73] durchgeführt. Dieses Programm basiert auf der finiten Volumenmethode und verfügt unter anderem über ein Teilchenspurverfolgungsprogramm, mit dem sich die Trajektorien geladener Teilchen beim Durchgang durch den Solenoiden berechnen lassen können. Abbildung 5.2(b) zeigt das Ergebnis einer Berechnung der Propagation von Protonen innerhalb der Spule. Mit der gewählten Geometrie des Solenoiden ist es möglich, nahezu alle Protonen bei der Designenergie des Systems von 2.5 MeV, entsprechend einer magnetischen Feldstärke von 8,5 T, verlustfrei durch den Solenoiden zu transportieren.

Detaillierte Informationen über die Simulationen folgen in den Kapiteln 5.7 und 5.9.



**Abbildung 5.3:** Übersicht über das PHELIX-System. Der Laser verfügt über zwei separate Front-Ends für die Erzeugung von Laserpulsen unterschiedlicher Länge. An drei verschiedenen Experimentierplätzen steht das Laserlicht von PHELIX zur Verfügung. Zwei befinden sich im PHELIX-Gebäude, ein dritter in der Experimenthalle der GSI. Dort sind kombinierte Experimente zusammen mit dem Schwerionenstrahl des UNILAC möglich. Abbildung entnommen aus Referenz [4].

## 5.4 PHELIX System

Die Experimente zur Ionenbeschleunigung wurden am Lasersystem PHELIX der GSI durchgeführt. PHELIX ist Deutschlands leistungsstärkstes Lasersystem und bietet zusätzlich die einzigartige Möglichkeit kombinierter Experimente mit dem Schwerionenstrahl des UNiversal LInear ACcelerator (UNILAC) der GSI [2].

An insgesamt drei Experimentierplätzen steht PHELIX mit unterschiedlichen Strahlkonfigurationen zur Verfügung. PHELIX verfügt über zwei separate Laserstrahlen, einen im Nanosekundenbereich und einen zweiten in einer Kurzpulsoption mit Pulsen kürzer als eine Pikosekunde. Am Experimentierplatz Z6 in der Experimenthalle der GSI wird Forschung betrieben, bei der Ionenstrahlen des UNILAC mit über 10 MeV/u Energie und die Nanosekundenoption des PHELIX gleichzeitig verwendet werden. Zusätzlich steht in diesem Experimentierbereich ein weiterer Hochenergielaser, NHELIX, zur Verfügung. Innerhalb der PHELIX-Laserhalle können Experimente mit sub-Pikosekundenstrahlen durchgeführt werden. Dort wurden auch die Daten für die vorliegende Doktorarbeit aufgenommen. Ein dritter Messplatz, das sogenannte Testlabor befindet sich ebenfalls im Lasergebäude. Hier können Experimente gemacht werden, bei denen der PHELIX-Strahl nach dem Vorverstärker, vor der Einkopplung in den Hauptverstärker, abgegriffen wird, siehe Abbildung 5.3.

PHELIX ist eine Laseranlage, die offen steht für nationale und internationale Forschungsgruppen. Die jeweilige Experimentierzeit wird von einem internationalen Gutachterkomitee vergeben, welches die Experimentanträge der einzelnen Gruppen sichtet und bewertet.

Der Laser selbst ist ein Hybridsystem, bestehend aus Ti:Saphir-Komponenten im Front-End des Lasers und Nd:Glas-Elementen in Vor- und Hauptverstärker. Das Front-End bezeichnet den Bereich des Lasersystems, in dem der Laserstrahl erzeugt wird, seine zeitliche Form definiert wird und er erste Verstärker durchläuft, bevor er in den Vorverstärker eingekoppelt wird. Das Kurzpuls- oder auch fs-Front-End von PHELIX ist aufgebaut aus einem kommerziellen Laseroszillator, der Pulse mit einer Länge von 100 fs bei einer Pulsenergie von 4 nJ mit einer Repetitionsrate von 76 MHz erzeugt. Dieses 76 MHz RF-Signal wird als zeitliche Referenz für das gesamte

---

Lasersystem verwendet. Für die Erreichung hoher Laserintensitäten bei sehr kurzen Pulsen wird die CPA-Technik [15] verwendet. Dazu wird der Laserpuls zeitlich auf 2,3 ns gestreckt, durchläuft dann alle Verstärkerstufen und wird erst im letzten Schritt vor der Experimentkammer wieder auf weniger als eine Pikosekunde komprimiert. Dadurch kann die Verstärkung ohne Beschädigung der einzelnen Optiken durchgeführt werden, da durch das Strecken des Pulses die Leistungsdichte stark verringert wird. Für ein solches Verfahren ist ein Laserpuls mit einer hohen Bandbreite notwendig, als Oszillator wird deshalb ein Ti:Saphir-System verwendet. Die ersten Verstärkerstufen im Front-End sind zwei regenerative Verstärker, die die Laserenergie bei einer Frequenz von 10 Hz auf 30 mJ erhöhen. Am Ausgang des Front-Ends wird mit Hilfe einer ultraschnellen Pockels-Zelle die zeitliche Struktur des Pulses erzeugt. Der so zu erreichende Kontrast, siehe Kapitel 2.2, beträgt mehr als sechs Größenordnungen ( $> 60$  dB).

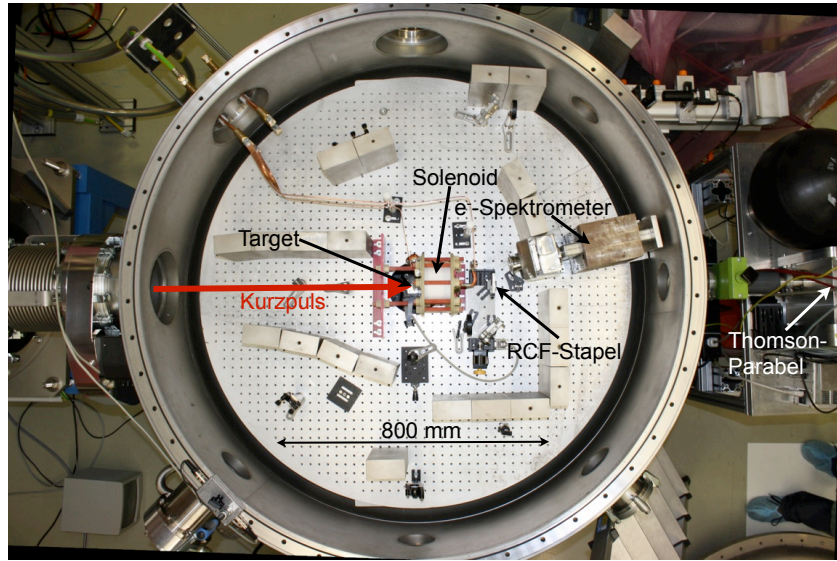
Neben dem Front-End für die sehr kurzen Pulse beherbergt der PHELIX ein zweites Front-End, mit dem Pulslängen im Bereich von 700 ps - 20 ns bei unterschiedlich programmierbarer Pulsform erzeugt werden können. Dies ist ein auf Faserlaser basiertes Front-End mit einer Ausgangsenergie von 10 nJ. Unter Verwendung eines Blitzlampen gepumpten regenerativen Nd:Glas-Ringverstärkers wird das Laserlicht auf 20 mJ bei einer Frequenz von 0,5 Hz verstärkt. Die zeitliche Referenz erfolgt über eine Synchronisation mit dem UNILAC-System. Die erreichte Präzision hierbei ist höher als 1 ns.

Sowohl die Nanosekunden langen Pulse, als auch die Pulse des fs-Front-Ends durchlaufen anschließend im Vorverstärker drei durch Blitzlampen gepumpte Nd:Glas-Verstärker. Dabei wird der Strahldurchmesser sukzessive mit Hilfe von Keppelteleskopen auf eine Größe von 70 mm vergrößert, um Schädigungen an den Optiken zu verhindern. Die Laserenergie am Ausgang des Vorverstärkers beträgt 10 J. PHELIX beinhaltet eine adaptive Optik, die zwischen Vor- und Hauptverstärker im System eingebaut ist. Dieser verformbare Spiegel ermöglicht die Korrektur von Wellenfrontaberrationen, die im Vorverstärker entstanden sind, um ein optimales Strahlprofil an den Experimentplätzen zu gewährleisten. Nach dem Durchlaufen des Vorverstärkers kann der Laserstrahl in den Hauptverstärker eingekoppelt werden, oder aber über eine separate Strahlführung in das Testlabor geleitet werden.

Der Hauptverstärker besteht aus fünf mit Blitzlampen gepumpten Nd:Glas-Verstärkern, die der Laserpuls zweifach durchläuft, siehe Abbildung 5.3. Die Verstärkerelemente stammen aus zwei früheren Lasersystemen, dem NOVA am Lawrence Livermore National Laboratory und dem PHEBUS am CEA Limeil-Valenton. Das Laserglas der Verstärker wurde aufgearbeitet und auf eine Oberflächenrauigkeit von  $\lambda/10$  poliert. Dadurch wird die sehr gute Qualität der Wellenfront erhalten. Der Strahl wird auf bis zu 28 cm aufgeweitet und durchläuft bei dieser Größe die Verstärker, die eine Apertur von 31,5 cm haben. Die momentane maximale Ausgangsleistung beträgt 1 kJ bei einem Puls von 10 ns Länge. Höhere Energien sind mit den Verstärkern ohne weiteres möglich, das limitierende Element ist der sich am Ausgang des Hauptverstärkers befindliche Faraday-Rotator, dessen Zerstörschwelle nicht überschritten werden darf. Der Faraday-Rotator dient zum Schutz des Lasersystems vor rückreflektiertem Licht von den Experimenten, siehe Kapitel 2.2.2.

Eine Weiche ermöglicht den Transfer des Lasers über eine 70 m lange Strecke zur Experimenthalle, sowie die Einkopplung des Lichts in einen Pulskompressor, in dem der Laserpuls mit Hilfe von dielektrischen Gittern wieder zurück auf Längen unter einer Pikosekunde komprimiert wird. Die Dimensionen der Gitter betragen 47 cm in horizontaler Richtung und 33 cm in vertikaler Richtung. Der Einfallswinkel des Lasers auf die Gitteroberfläche beträgt  $72^\circ$ , welcher aus Gründen einer optimalen Justage gewählt wurde. Diese Geometrie führt zu einer Limitierung des Strahls in horizontaler Richtung auf 12 cm, in vertikaler Richtung können die vollen 24 cm des Strahls durch den Kompressor transportiert werden. Die Folge ist ein elliptisches Strahlprofil. Für die Zukunft ist der Einsatz größerer Gitter in Planung. Die maximale Laserleistung, die im Experiment zur Verfügung steht, wird durch die Zerstörschwelle des letzten Gitters im Kompressor definiert und beträgt für Pulse von rund 500 fs bei 150 J Laserenergie 300 TW.





**Abbildung 5.4:** Experimenteller Aufbau des Experimentes zum Transport von laserbeschleunigten Protonen mit Hilfe eines gepulsten Solenoids. Der Laser trifft im Bild von links auf das Target, welches sich im Mittelpunkt der Targetkammer befindet. Der Solenoid wurde direkt hinter das Target platziert, um einen möglichst hohen Durchsatz der Protonen durch die Spule zu ermöglichen. Die beschleunigten Teilchen werden unter Verwendung von RCF und Magnetspektrometern untersucht.

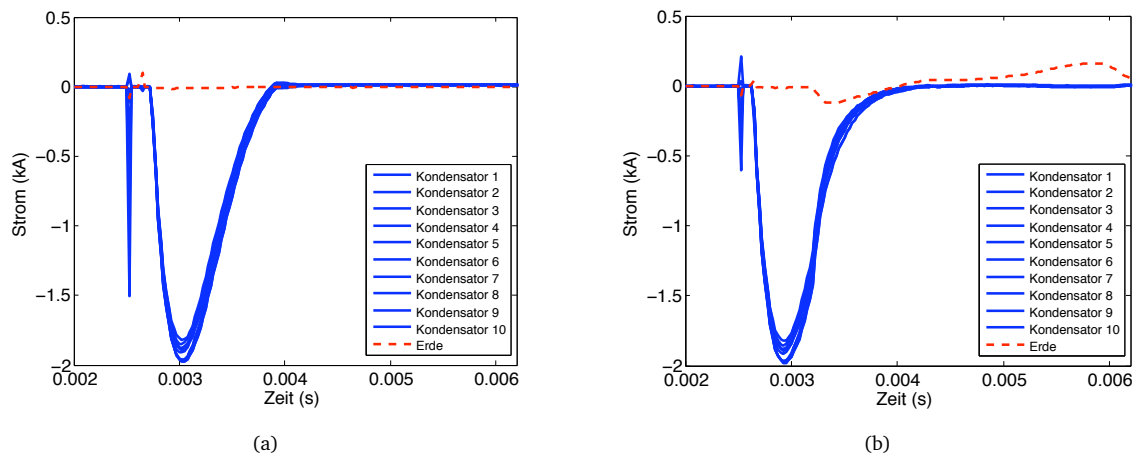
## 5.5 Experimenteller Aufbau

Am Experimentplatz in der Laserhalle wurden die nachfolgend beschriebenen Experimente zum Transport von laserbeschleunigten Protonen durchgeführt. Dies waren die ersten Experimente zur Laser-Ionenbeschleunigung in der PHELIX-Laserhalle überhaupt. Bereits der zweite Laserschuss auf eine flache Goldfolie lieferte Protonenenergien bis zu 30 MeV. Im Anschluss an diese ersten Tests folgte die Experimentkampagne, bei der mit Hilfe des Solenoids Protonen eingefangen und transportiert wurden.

Abbildung 5.4 zeigt einen Blick in die Targetkammer in der Laserhalle von PHELIX. Der Kurzpuls wird von der linken Seite in der Abbildung in die Targetkammer geleitet. Die fokussierende Optik befindet sich ausserhalb der Targetkammer und ist eine massive 90° Kupferparabel mit einer Brennweite von 1,5 m. Der Strahlfokus liegt im Mittelpunkt der Experimentkammer, wo sich das Target befindet. Der Einfallswinkel auf die Targetoberfläche beträgt 0°. Der Solenoid steht direkt hinter dem Target in Laserpropagationsrichtung. Der Abstand zur Targetposition beträgt 17 mm. Verschiedene Diagnostiken waren während des Experiments im Einsatz. Zum einen wurden RCF in einer gestapelten Konfiguration zu einer nach Energie und räumlichen Profil aufgelösten Analyse der Protonen eingesetzt, siehe Kapitel 4.1, zum anderen wurde eine Thomson-Parabel verwendet, welche in Abbildung 5.4 am rechten Bildrand zu sehen ist, siehe Kapitel 4.3. Ein zweites Magnetspektrometer, welches zur gleichzeitigen Messung von Protonen, Elektronen, sowie Positronen entworfen wurde, befand sich innerhalb der Targetkammer, ausgerichtet unter einem Winkel von 11° zur Targetnormalen. Als Detektionseinheit wurde dabei eine ImagePlate, siehe Kapitel 4.2.1, verwendet.

Bestrahlt wurden unterschiedliche flache metallische Folien, vorwiegend aus Gold mit Foliendicken zwischen 10  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$ . Unter Annahme der Maximalenergie des Lasers von 150 J vor der Kompression und einer Kompressoreffizienz und Parabelreflektivität von insgesamt 80 % lässt sich die maximale Intensität des Lasers auf dem Target berechnen. Die Laserfoki hatten eine volle Halbwertsbreite von  $\pi(12/2 \times 18/2) \mu\text{m}^2$ , und die Laserpulsdauer betrug 700 fs<sup>1</sup>. Damit ergab sich eine Intensität im Laserfokus von  $4,5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ .

<sup>1</sup> Die in Kapitel 5.3 genannte Pulsdauer von 500 fs wurde erst nach der ersten Experimentkampagne (November 2008) durch eine Verbesserung der Pulskompression in 2009 erreicht.



**Abbildung 5.5:** Messung des an den Solenoiden angelegten Stroms. Die gestrichelte Linie (---) zeigt die Stromstärke, die über die Erdungsleitung abfließt. In a) sind die Kurven für einen Pulsvorgang der Spule während der Testphase gezeigt. b) ist eine Messung, die während des eigentlichen Experiments aufgenommen wurde. Das expandierende Plasma von der Wechselwirkung des Lasers mit dem Target führte zu einem Kurzschluss innerhalb der Spule.

In Kapitel 5.3 wurde bereits erwähnt, dass aus sicherheitstechnischen Gründen der Solenoid im Experiment nur bei einer Feldstärke von 8,5 T betrieben wurde, obwohl die Tests bis zu einer Feldstärke von 15 T erfolgreich verliefen. Bei allen Pulsvorgängen des Solenoiden, sowohl bei den Tests, als auch während des Experiments, wurde der durch die Spule fließende Strom überwacht. In Abbildung 5.5 sind zwei Stromkurven gegenübergestellt. Abbildung 5.5(a) zeigt die Kurve eines Tests der Spule in Vakuum. Dagegen ist in Abbildung 5.5(b) eine Stromkurve zu sehen, die während des Experiments aufgenommen wurde, d.h. hierbei wurden Protonen mit dem Laser beschleunigt und dann mit Hilfe des Solenoiden transportiert. In beiden Abbildungen ist ein starker Peak bei Zeitindex  $\sim 0,0025$  s zu sehen. Dies ist ein Artefakt in der Messung, hervorgerufen durch das Pulsen der Blitzlampen des Vorverstärkers. Im eigentlichen Experiment, Abbildung 5.5(b), wurde ein Strom auf der Erdungsleitung (---) von bis zu 160 A gemessen. Zusätzlich kam es zu einer Veränderung der Pulsform. Die Stromkurven der einzelnen Kondensatoren zeigen eine steiler abfallende Flanke im Vergleich zu den Kurven in Abbildung 5.5(a). Folgende Ursache ist der Grund dieser Änderung: Das bei der Wechselwirkung des Lasers mit dem Target entstandene Plasma expandiert in den Solenoiden hinein und erzeugt durch Einschlagen auf der Spule einen Kurzschluss zwischen den einzelnen Spulenwindungen. Dies führt zur einer Verringerung der Induktivität und des Ohmschen Widerstandes des Gesamtsystems und damit zu einer Änderung der abfallenden Flanke der Stromkurven. Weiterhin kommt es zu einem Überschlag auf die gemeinsame Erde des Solenoiden und der Targetkammer. Der Zeitpunkt, zu dem das Signal auf der Erdungsleitung auftritt (0.0032 s), stimmt perfekt überein mit dem Auftreffen des Lasers auf dem Target. Der zeitliche Versatz der Stromkurven in den Abbildungen 5.5(a) und 5.5(b) wurde nicht durch den entstandenen Kurzschluss hervorgerufen, sondern beruht darauf, dass eine unterschiedliche Zeiteinstellung während des Experiments im Gegensatz zur Testphase verwendet wurde, um eine perfekte Synchronisation mit dem Laserpuls zu erreichen. Das auf der Erdleitung gemessene Signal ist im Vergleich zu dem Maximum des an der Spule angelegten Stromes relativ gering. Es zeigte sich aber, dass es zu einem Anstieg des Signals kam, analog zur Stromstärke, die für die Erzeugung des Magnetfeldes verwendet wurde. Die Abschirmung innerhalb der Spule wurde verbessert, trotzdem galt für den maximalen Strom, der an den Solenoiden angelegt werden durfte, eine Begrenzung auf 19 kA. Dies entspricht einem magnetischen Feld von 8,5 T und führt zu einer Kollimierung von 2,5 MeV Protonen.

---

## 5.6 Experimentelle Ergebnisse

---

Bevor der Solenoid im Experiment zum Einsatz kam, wurden als Referenz Protonenbeschleunigungen durchgeführt, bei denen der RCF-Detektor in einem Abstand von 241 mm zum Target platziert wurde. Diese Distanz entspricht demselben Abstand zum Target wie bei den darauf folgenden Laserschüssen, bei denen der Solenoid gepulst wurde. Bestrahlt wurden identische Targets, flache Goldfolien. Die Referenzaufnahmen dienen dazu, den starken Einfluss des Solenoidfeldes auf die Protonenpropagation zu verdeutlichen.

Abbildung 5.6 zeigt die Ergebnisse drei verschiedener Laserschüsse. Gezeigt sind jeweils die ersten sechs RCF des Detektorstapels nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen. Die angegebenen Energien entsprechen denjenigen Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt werden. Die Filme in Abbildung 5.6(a) wurden in einem Abstand von nur 40 mm zum Target positioniert, der Solenoid war dabei nicht im Einsatz. Das Resultat ist identisch mit den Ergebnissen, die in Kapitel 4.1.2 vorgestellt wurden. Es zeigt sich ein klar definiertes, rundes und homogenes Strahlprofil, das vollständig von den Filmen aufgenommen wurde.

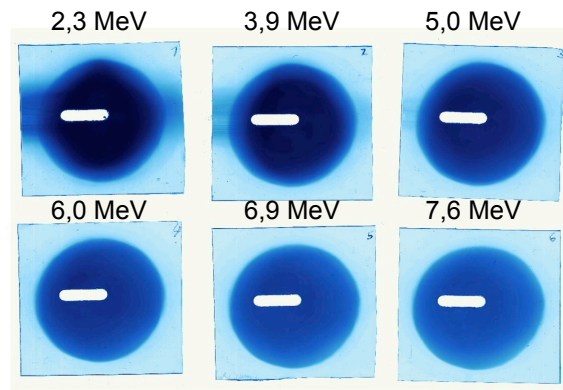
Zur Aufnahme der Protonen, die in Abbildung 5.6(b) zu sehen sind, wurde der RCF-Stapel hinter den Solenoiden gestellt, in einer Entfernung von 241 mm zum Target. Dies ist der eingangs erwähnte Referenzschuss. Bedingt durch die hohe Divergenz des Protonenstrahls von rund  $25^\circ$  halbem Öffnungswinkel für Protonen mit Energien kleiner 10 MeV wurden nur einige wenige Teilchen in den RCF detektiert. Für Energien größer als 6 MeV (Film Nummer vier und aufwärts) findet sich nur noch ein schwaches Untergrundsignal der Protonen. Die Ursache liegt darin, dass die Anzahl der Protonen unter der Detektionsschwelle des RCF von  $10^8$  Teilchen liegt. Weiterhin ist in den Filmen 1 - 3 eine Art Ringstruktur zu sehen. Dies ist ein Hinweis auf die Rezirkulation der Elektronen [80], die mehrere Male durch das selbsterzeugte elektrische Feld in das Target zurückgetrieben und auf der Vorderseite wieder durch den Laser beschleunigt werden. Die Schlitze, die in allen Filmen der Abbildung 5.6 zu sehen sind, waren notwendig, damit ein Teil der Protonen durch den RCF hindurch propagieren kann, um in den Magnetspektrometern analysiert zu werden.

Der dritte Filmstapel, siehe Abbildung 5.6(c), zeigt die Ergebnisse eines Teilchentransports von Protonen durch das Solenoidfeld. Der RCF-Stapel befand sich an derselben Stelle wie bei der Referenzaufnahme, 241 mm vom Target entfernt. Dies entspricht einem Abstand zum Solenoidausgang von 130 mm. Die magnetische Feldstärke betrug 8,5 T. Aus den Ergebnissen der Simulationen mit CST-Particle-Studio ist bekannt, dass diese Feldstärke eine Kollimierung des Protonenstrahls bei einer Teilchenenergie von 2,5 MeV bewirkt. Erwartungsgemäß zeigt der erste Film des RCF-Stapels für eine Protonenenergie von 2,3 MeV ein starkes Signal. Der Strahldurchmesser, markiert durch den roten Ring, beträgt 39 mm in vertikaler und 42 mm in horizontaler Richtung. Die Simulationen hatten einen Durchmesser von 40 mm vorausgesagt. Die Abweichung liegt somit bei  $\leq 5\%$ . Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass der RCF einen Energiebereich und nicht eine spezifische Energie misst. Alle Protonen mit höheren Energien werden im RCF ebenfalls detektiert, wenn auch mit einem geringeren Energieverlust als die im Film gestoppten Protonen. Teilchen mit höheren Energien haben am Ausgang des Solenoiden eine größere Divergenz und führen damit zu einem vergrößerten Strahldurchmesser im RCF. Das Strahlprofil ist leicht elliptisch, analog zur Abbildung 5.6(a), aber bei weitem nicht so klar definiert. Es zeigen sich starke Strahlverformungen, auf die im Folgenden noch genauer eingegangen wird.

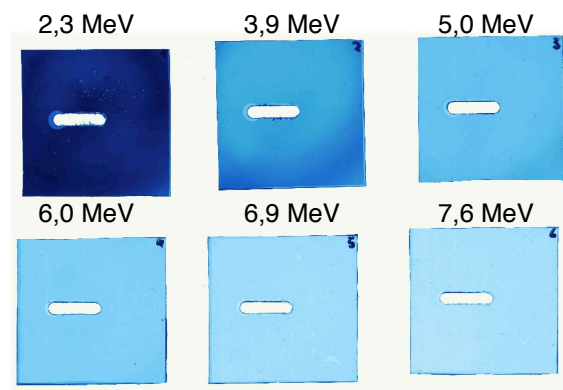
Die Hauptaufgabe, die mit dem gepulsten Solenoiden bewerkstelligt werden musste, war der verlustfreie Transport der Teilchen. Charakterisiert wird dies über die Effizienz der Kollimierung des Strahls, d.h. über das Verhältnis der ursprünglichen erzeugten Teilchenzahlen zu denen, die nach dem Durchgang durch das Solenoidfeld gemessen werden. Für eine Einordnung in die aktuelle Forschung auf diesem Gebiet müssen die Ergebnisse anderen Resultaten vergleichbarer Experimente gegenübergestellt werden.

Parallel zu dem oben beschriebenen Experiment, durchgeführt von Schollmeier *et al.*, bei dem nur 0.1 % der Pro-

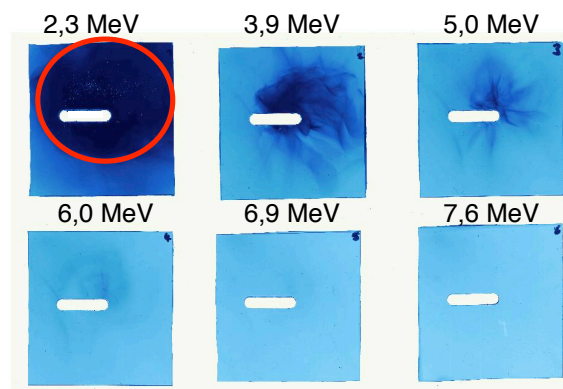




(a)



(b)



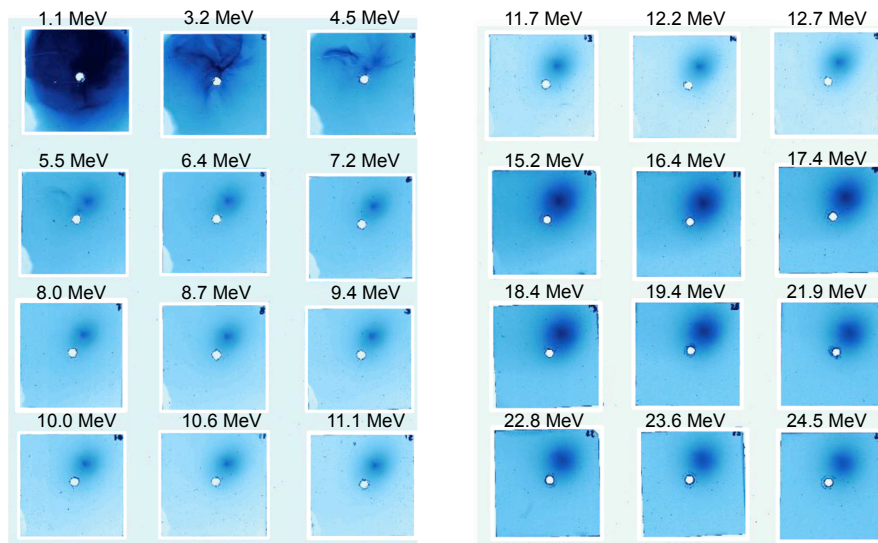
(c)

**Abbildung 5.6:** a): Messung des Protonenstrahls in einem Abstand von 40 mm zum Target. b): Referenzaufnahme des Protonenstrahls hinter dem Solenoiden in einem Abstand von 241 mm zum Target, ohne ein Pulsen des Solenoiden. c): Bei gepulstem Solenoiden gemessenes Protonensignal in einem Abstand von 241 mm zum Target. Durch die Kollimierung des Strahls zeigt sich bei 2,3 MeV ein starkes Protonensignal. Die Strahldurchmesser betragen 39 cm in horizontaler Richtung und 42 mm in vertikaler Richtung (○). Es konnten neben den Protonen bei 2,3 MeV auch Teilchen mit höheren Energien detektiert werden. Dies wurde hervorgerufen durch den verstärkten Fokussierungseffekt, erzeugt durch die mitbewegten Elektronen.

tonen bei einer speziellen Energie im RCF detektiert wurden, wurde ein zweites Experiment zur Fokussierung von laserbeschleunigten Protonenstrahlen durchgeführt. Dabei wurde ebenfalls ein Quadrupoldoublet als Ionenoptik verwendet [81]. In diesem Experiment wurden Protonen mit Energien von  $(3,7 \pm 0,3)$  MeV untersucht. Der Einsatz eines Quadrupoldoublets hat den Nachteil, dass die Quadrupolfelder nur in einer Raumrichtung eine fokussierende Wirkung auf den Strahl haben, in der zweiten transversalen Richtung kommt es gleichzeitig zu einer Defokussierung des Strahls. Dies führte zu einem Verlust von Protonen innerhalb des Doublets von 25 %. Die Apertur der Quadrupole hatte einen Durchmesser von 50 mm, und der Abstand des Doublets zum Target betrug 150 mm. Durch diese Geometrie konnten nur Protonenstrahlen mit einem halben Öffnungswinkel von  $10^\circ$  in die Quadrupole einfliegen. Der Gesamtöffnungswinkel des Protonenstrahls betrug  $20^\circ$ . Daher konnte nur ein kleiner Bruchteil der Protonen bei 3,7 MeV durch die Ionenoptik transportiert werden. Die Angabe der Anzahl der Protonen in Referenz [81] ist leider nicht eindeutig.

Untersucht man das Solenoidexperiment auf seine Strahlkollimierungseffizienz, so erfolgt dies durch den Vergleich der beiden ersten Filme der Abbildungen 5.6(a) und 5.6(c). Mit Hilfe der in Kapitel 4.1 vorgestellten RIS-Technik lässt sich die Anzahl der Protonen, die in den RCF detektiert wurden, bestimmen. In beiden Fällen ergibt sich ein Wert von über  $10^{12}$  Protonen pro Film. Der Fehler für die Teilchenzahlen, bedingt durch die Analyse der RIS, liegt im Bereich von  $\sim 20\%$ . Zusätzlich sagen die CST-Particle-Studio Simulationen einen Verlust von Protonen innerhalb des Solenoiden von 10 % voraus. Dies geschieht durch Stöße mit den inneren Wänden der Spule. Unter Berücksichtigung dieser Faktoren liefert eine Minimalabschätzung der Protonen, die durch den Solenoiden transportiert werden, Teilchenzahlen, die ein mehrfaches von  $10^{11}$  betragen. Damit ist das Solenoidexperiment das erste Experiment überhaupt, bei dem ein solcher intensiver Protonenstrahl über eine längere Distanz transportiert werden konnte.

Weitere interessante Beobachtungen konnten während des Experiments gemacht werden. Neben der Detektion eines starken Protonensignals im ersten RCF konnten auch in den Filmen 2 - 4 der Abbildung 5.6(c) eindeutige Protonensignale identifiziert werden. Dies widerspricht der Annahme, dass die Protonen nur von dem Solenoidfeld abgelenkt worden sind. Generell werden alle Protonen mit höheren Energien als 2,5 MeV weniger stark fokussiert als der kollimierte, d.h. parallelisierte Strahl bei exakt 2,5 MeV. Dies hätte am Ort des RCF-Detektors einen größeren Strahldurchmesser und eine geringere Teilchenzahl für die hohen Energien zur Folge als für die niedrigen Energien im ersten Film. Deutlich sieht man diesen Effekt in Abbildung 5.6(b). Zur Erklärung der Protonensignale in den RCF-Filmen 2 - 4 der Abbildung 5.6(c) muss berücksichtigt werden, dass während der Laser-Plasma Wechselwirkung nicht nur Protonen, sondern primär auch Elektronen beschleunigt werden. Deren Teilchenzahl übertrifft die Anzahl der Protonen. Die Energien der Elektronen weisen eine exponentielle Verteilung auf von einigen wenigen eV bis zu mehreren zehn MeV [82]. Damit verkompliziert sich der Transport der Protonen durch den Solenoiden maßgeblich, da gleichzeitig Elektronen, die dieselbe Geschwindigkeit wie die Protonen haben, durch das Solenoidfeld propagieren. Unter der Annahme einer isothermen Expansion eines quasi-neutralen Strahls [83] entspricht die Anzahl der mitbewegten Elektronen denen der Protonen. Die wesentlich leichteren Elektronen erfahren im Solenoidfeld eine starke Ablenkung. Die CST-Particle-Studio Simulationen zeigen, dass über 50 % der Elektronen durch das sich ändernde Magnetfeld auf der Vorderseite des Solenoiden reflektiert werden. Das Solenoidfeld fungiert hierbei als magnetischer Spiegel. Die Elektronen, die in den Solenoiden einfliegen, werden auf die Achse des Solenoiden gezwungen und rotieren um diese in einem Abstand entsprechend ihrem Gyroradius. Für ein Elektron mit einer kinetischen Energie von z.B. 5 keV ergibt sich der Gyroradius in einem 8,5 T starken Magnetfeld zu  $r_e = \gamma \sqrt{2m_e E} / q_e B \approx 28 \mu\text{m}$ . Es kommt zu einer De-Neutralisation des Strahls. Die Elektronen formen auf der Achse des Solenoiden ein äußerst starkes Raumladungsfeld, durch das die Protonen angezogen werden, was zu einer Protonenaggregation um die Solenoidachse herum führt. In den RCF sind klare Protonensignale bis zu 6 MeV nachweisbar, siehe Abbildung

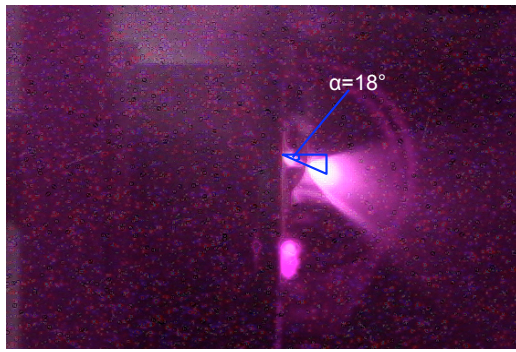


**Abbildung 5.7:** RCF-Stapel nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen und Elektronen. Zusätzlich zu den Protonensignalen in den ersten vier Filmen wurde ein klar definiertes Elektronensignal gemessen, das durch den gesamten Stapel geht. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt werden und geben nicht die Elektronenenergie wieder. Ein Elektron mit einer Energie von weniger als 2 MeV kann den gesamten Film bereits durchdringen, ohne gestoppt zu werden.

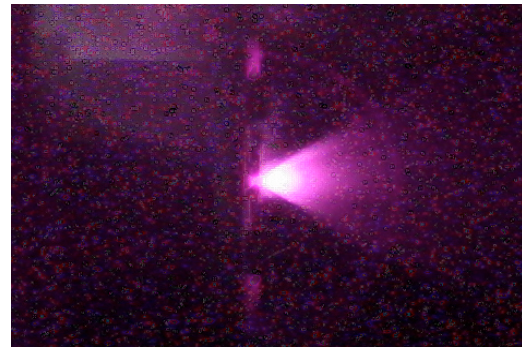
5.6(c), was zeigt, dass sogar höher energetische Protonen von dem Raumladungsfeld der Protonen beeinflusst werden. Zusätzlich zu den Messungen mit RCF-Detektor in einem Abstand von 241 mm zum Target wurden weitere Messungen durchgeführt, bei denen der RCF sich in einem Abstand von 324 mm zum Target befand. Auch dabei konnten klare Protonensignale in den ersten vier Filmen beobachtet werden, die ähnliche Strahlprofile aufweisen wie die in Abbildung 5.6(c) zeigten.

Die Existenz eines intensiven Elektronenstrahls, der mit seinem Gyoradius um die Achse des Solenoiden rotiert, konnte experimentell nachgewiesen werden. Abbildung 5.7 zeigt einen Stapel RCF nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen. Der RCF befand sich im Experiment direkt am Ausgang des Solenoiden, nur 161 mm vom Target entfernt. Deutlich sieht man auch hier wieder das Protonensignal in den ersten vier Filmen. Zusätzlich zeichnet sich durch den kompletten Stapel ein weiteres klar definiertes Signal aus, dessen Intensität konstant ist für alle Filme des Stapels. Dies ist der Grund dafür, dass es sich hierbei nicht um Protonen handeln kann, denn durch ihr hohes Abbremsvermögen verlieren sie sehr viel Energie in den RCF, was sich in einer kontinuierlichen Abnahme der Intensität der Protonensignale mit steigender Energie zeigt. Die Intensitätsabnahme wird maßgeblich auch über das exponentielle Spektrum der Protonen bestimmt. Eine exponentielle Energieverteilung weisen die Elektronen aber ebenfalls auf, daher ist hier der Energieverlust der entscheidende Faktor, der zwischen den Teilchenspezies unterscheidet. Berechnet man den Energieverlust der Elektronen in den RCF, so zeigt sich, dass Elektronen mit einer Energie von kleiner 2 MeV den Stapel komplett durchdringen können, ohne gestoppt zu werden. Hierbei ist anzumerken, dass nicht nur die mitbewegten Elektronen um die Solenoidachse mit ihrem Gyoradius rotieren, sondern auch Elektronen mit Energien im MeV-Bereich, die aber durch ihre viel höhere Geschwindigkeit mit den Protonen innerhalb des Solenoiden nicht wechselwirken.

In den hinteren neun Filmen ist ein stärkeres Elektronensignal zu sehen über einem höheren Untergrund. Die Ursache liegt in der Verwendung zweier verschiedener RCF-Typen. Neben dem HD-810 wurden auch die sensitiveren MD-55 Filme verwendet, siehe Kapitel 4.1. Das Elektronensignal konnte bei keiner Protonenbeschleunigung nachgewiesen werden, bei der der RCF-Detektor 241 mm, bzw. 324 mm vom Target entfernt war, da



(a)



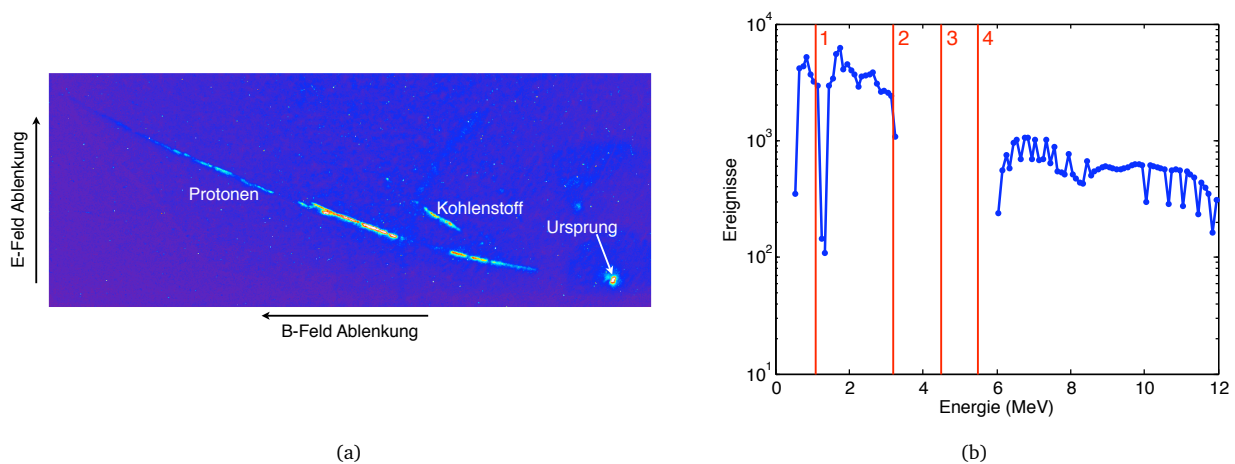
(b)

**Abbildung 5.8:** Aufnahmen der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Deutlich zu sehen sind in beiden Bildern die Vor- und Rückseitenplasmaexpansion des Targets. *a)*: Durch das Pulsen des Solenoiden wurden Wirbelströme innerhalb des Targets erzeugt, die zu einer starken Krümmung der Goldfolie führten. Dadurch flogen die laserbeschleunigten Protonen unter einem Winkel von  $18^\circ \pm 1^\circ$  in den Solenoiden ein. *b)*: Ohne ein Einschalten des Solenoiden kam es nicht zu einer Verbiegung des Targets.

der Elektronenstrahl auf der Rückseite des Solenoiden rapide auseinanderläuft, bedingt durch die divergierenden magnetischen Feldlinien und die Coulombabstoßung der Elektronen untereinander.

Eine weiterer Punkt, der untersucht werden musste, waren die relativ starken Strahlverformungen, die die Protonenverteilungen in den RCF aufweisen. Zum einen kann die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen ein Grund dafür sein, zum anderen kam es zum Auftreten eines zweiten Phänomens, das massiven Einfluss auf die Propagation der Protonen hatte und damit maßgeblich das Strahlprofil beeinflusste. Die Targets bestanden in der Regel aus Goldfolien und waren in einem Abstand von nur 17 mm zum Solenoiden im Experiment montiert. Das magnetische Feld des Solenoiden hat an dieser Position noch eine maximale Stärke von 950 mT. Die Targets hatten eine Größe von  $2 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ . Durch das rapide Aufbauen des Magnetfeldes wurden Wirbelströme innerhalb des Targets erzeugt. Diese Ströme führten zu einer starken Krümmung der Folie, bevor der Laser eintraf, um die Protonen zu beschleunigen. Abbildung 5.8 zeigt zwei Aufnahmen der Laser-Plasma-Wechselwirkung, die mit Hilfe einer Digitalkamera gemacht wurden. Der Blickwinkel beträgt  $90^\circ$  zur Targetoberfläche. Beide Bilder zeigen deutlich die Vor- und Rückseitenplasmaexpansion. Auffallend ist die starke Krümmung des Targets in Abbildung 5.8(a), die  $18^\circ \pm 1^\circ$  beträgt. Während dieses Laserschusses wurde der Solenoid gepulst. Abbildung 5.8(b) zeigt eine Aufnahme, die während eines Referenzschusses gemacht wurde. Die Bewegung des Targets vor dem Eintreffen des Lasers beeinflusst die Protonenbeschleunigung in mehrfacher Weise. Die Folie wird aus ihrer Position in der Fokalebene heraus bewegt. Die Auslenkung beträgt eine Strecke, die größer ist als ein Mehrfaches der Targetdicke ( $d_{\text{Target}} = 10 \mu\text{m} - 50 \mu\text{m}$ ). Das führt zu einer Verringerung der Laserintensität am Ort der Wechselwirkung und damit zu einer Veränderung des Protonenspektrums. Weiterhin kommt es zu einem Effekt, der direkt mit der Strahlfokussierung durch den Solenoiden zusammenhängt. Da die Protonen senkrecht zur Targetoberfläche beschleunigt werden, beträgt ihr Einfallswinkel in den Solenoiden hinein nun  $18^\circ$ . Bei einem solchen Einfallswinkel sinkt die Kollimierungseffizienz massiv im Gegensatz zu einem Einfallswinkel von  $0^\circ$ . Ein Großteil der Protonen geht durch Stöße mit den inneren Wänden der Spule verloren. Es wurden CST-Particle-Studio-Simulationen durchgeführt, um den Effekt eines auf  $18^\circ$  vergrößerten Einfallswinkels zu simulieren. Bei einer Teilchenenergie von 2,3 MeV gingen 50 % der Protonen innerhalb des Solenoiden verloren. Zusätzlich kam es zu einer Verschiebung der Intensitätsverteilung des Protonensignals an der Position des RCF-Detektors. Das Maximum wurde um 15 mm aus dem Zentrum heraus geschoben. Diese Berechnung deckt sich mit den im Experiment gemachten Beobachtungen. Das Signal im ersten Film der Abbildung 5.6(c) zeigt eine ähnlich starke Verschiebung der Protonenverteilung aus dem Zentrum des Films heraus.





**Abbildung 5.9:** Thomson-Parabel-Daten zu demselben Laserschuss wie die in Abbildung 5.7 gezeigten RCF. *a)*: Mit der Thomson-Parabel aufgenommene Ionensignale. Die einzelnen Spuren weisen mehrere Lücken auf im Vergleich zu den Signalen aus Kapitel 4.3.3. *b)*: Energieverteilung der in *a)* gezeigten Protonenspur. Die senkrechten roten Linien geben die Detektionsschwellen der ersten vier RCF wieder. Die Krümmung der Targets durch die induzierten Wirbelströme kann die Unterbrechungen in den Ionenspuren erklären. Erläuterungen siehe Text.

Zur Unterdrückung der Krümmung des Targets können nichtleitende Targetmaterialien verwendet werden. Diese haben jedoch den großen Nachteil, dass in einem Isolatormaterial der Elektronentransport, welcher für die Ionenbeschleunigung essentiell ist, unterdrückt wird [56]. Die einfachste Lösung ist es sicherlich, den Abstand zwischen Target und Solenoid zu erhöhen. Dies hat aber zur Folge, dass wie im Falle des oben beschriebenen Experiments mit Quadrupoldublet, ein Großteil der Teilchen bereits am Eingang des Solenoids verloren geht, bedingt durch die Anfangsdivergenz des Strahls. Eine weitere Möglichkeit ist der Einsatz einer Spule, die eine wesentlich schnellere Anstiegszeit für das magnetische Feld aufweist. Dabei wird ausgenutzt, dass es durch die Trägheit der Masse des Targets nicht zu einer Bewegung kommt, bevor die Protonenbeschleunigung erfolgt ist. Zusätzlich kann ein Schild installiert werden, der die magnetischen Feldlinien auf der Vorderseite des Solenoids führt, um dadurch das Magnetfeld am Ort des Targets zu verringern. Dieses Konzept wird in einem zukünftigen Projekt erprobt werden.

Nicht nur mit den RCF wurden interessante Beobachtungen gemacht, sondern auch die Thomson-Parabel lieferte Daten, die im Vergleich zu den in Kapitel 4.3.3 gezeigten Ionenspuren auf der MCP Besonderheiten aufweisen. In Abbildung 5.9 sind die mit Hilfe der Thomson-Parabel aufgenommenen Ionenspuren, sowie die Energieverteilung der Protonen eines Laserschusses dargestellt. Die dazugehörigen RCF sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Die Protonenspur zeigt mehrere Lücken in der Intensitätsverteilung auf. Die Kohlenstoffspur, die von  $C^{4+}$ -Ionen herrührt, besteht nur aus einem schmalen Energieband im Bereich von 5 MeV - 8 MeV, siehe Abbildung 5.9(a). In Abbildung 5.9(b) sind zusätzlich zu der Verteilung der Protonen die Detektionsschwellen für die ersten vier RCF als senkrechte rote Linien eingezeichnet. Nach dieser Einteilung würde man erwarten, dass in den Filmen zwei und drei des RCF-Detektors kein Protonensignal gemessen wird. Die Signale sind aber deutlich in den RCF zu sehen. Ganz allgemein ist es sehr überraschend, dass die Ionenspuren Lücken aufweisen. Obwohl der Solenoid durch sein hohes magnetisches Feld eine starke Energieselektion der Ionen bewirkt, werden achsnahe Teilchen jeder Energie nahezu ungestört durch das magnetische Feld propagieren und können damit in der Thomson-Parabel nachgewiesen werden. Eine mögliche Erklärung der unterbrochenen Ionensignale ist die starke Krümmung des Targets durch die induzierten Wirbelströme in der Folie. Durch die stark veränderte Propagationsrichtung der Ionen ist die Anzahl der Teilchen, die sich entlang der Achse bewegen, stark verringert.

---

Bereits kleine Auslenkungen führen dazu, dass die Ionen nicht mehr durch die Aussparung des RCF hindurch fliegen, sondern dort gestoppt werden. Noch wesentlich kritischer ist der Durchgang der Ionen durch die Lochblende am Eingang der Thomson-Parabel, die einen Durchmesser von  $300\text{ }\mu\text{m}$  hat. An diesem Punkt werden alle Ionen gestoppt, deren Trajektorien einen Winkel von größer als  $0,02^\circ$  mit der Achse des Solenoiden einschließen, ausgehend vom Ende der Spule. Gerade die achsnahen Ionen werden durch die starke Raumladung der mitfliegenden Elektronen zusätzlich abgelenkt. Dies kann ebenfalls zu einer Reduzierung der Ionen mit minimalem Ausbreitungswinkel beitragen.

---

## 5.7 Computersimulationen

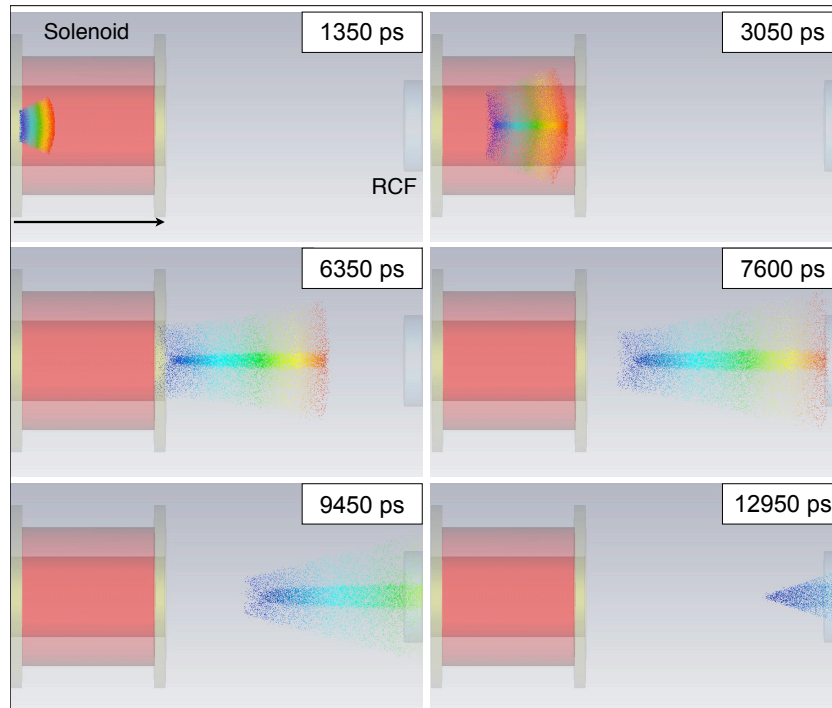
---

Zur Überprüfung der experimentellen Ergebnisse und für ein verbessertes Verständnis der Wechselwirkung der Elektronen mit den Protonen innerhalb des Solenoiden wurden CST-Particle-Studio-Simulationen durchgeführt. Neben der Routine zur Berechnung der Teilchentrajektorien verfügt das Programm auch über eine particle-in-cell (PIC) Rechnungsoption. Diese Simulationen geben einen ersten Anhaltspunkt zur Protonen- und Elektronendynamik, können aber dieses sehr komplexe System nicht vollständig darstellen. Eine präzise Berechnung der Teilchenpropagation vom Ort des Targets, mit einer Ausdehnung der Teilchenquelle von nur wenigen  $100\text{ }\mu\text{m}$ , über eine Strecke von  $241\text{ mm}$  bis zum RCF-Detektor ist nicht durchführbar, da die Adaptionmöglichkeiten des Simulationsgitters in CST-Particle-Studio dafür nicht ausreichen. Im Bereich des Targets ist die Auflösung zu niedrig, im Inneren des Solenoiden zu hoch. Das bedeutet, während am Ort des Targets durch eine hohe Anzahl von Teilchen innerhalb einer Zelle die Dynamik zwischen den einzelnen Teilchen nicht mehr aufgelöst werden kann, ist die Berechnung innerhalb des Solenoiden fehlerbehaftet, da Gitterzellen existieren, die nicht durch ein Teilchen besetzt sind. Zusätzlich ist die maximale Teilchenzahl in der Simulation stark begrenzt und erreicht bei weitem nicht die Protonen- und Elektronenanzahlen, die bei einer relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung entstehen. Nichtsdestotrotz liefern die PIC-Simulationen Informationen über den Einfluss der mitbewegten Elektronen auf die Protonenpropagation, und es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentell gewonnenen Daten.

Alle Simulationen wurden mit identischen Simulationsparametern durchgeführt. Die Teilchendichte pro Zeitschritt und pro Teilchenspezies betrug  $8255$ . Die Erzeugung der Teilchen wurde durch ein Anregungssignal bestimmt. Die Länge des Signals betrug  $0,8\text{ ps}$ . Daraus ergab sich eine Gesamtteilchenzahl von  $49530$  im kompletten Strahl. Als Emissionsmodell wurde für jede Teilchenspezies eine Gaussverteilung angenommen, die eine Gesamtladung von  $10^7\text{ C}$  hatte. Dies entspricht einer Anzahl von  $6 \cdot 10^{11}$  realen Teilchen pro Spezies. Die räumliche Auflösung des Simulationsgitters betrug  $100\text{ }\mu\text{m}$  in alle drei Raumrichtungen, und die einzelnen Zeitschritte zur Berechnung der Teilchenpositionen hatten eine Weite von  $407\text{ fs}$ .

Abbildung 5.10 zeigt den zeitlichen Verlauf der Protonenpropagation vom Eintritt in den Solenoiden (linker Bildrand) bis zur Position des RCF (rechter Bildrand). Sechs Zeitschritte zwischen  $1350\text{ ps}$  nach Erzeugung des Strahls auf der Targetoberfläche bis zu  $12950\text{ ps}$  sind dargestellt. Aus Übersichtsgründen sind die mit berechneten Elektronenbahnen nicht gezeigt. Die Energien der Protonen liegen zwischen  $1\text{ MeV}$  ( $\bullet$ ) und  $5\text{ MeV}$  ( $\circ$ ). Es zeigt sich eine starke Aggregation der Protonen um die Achse des Solenoiden. Für spätere Zeitschritte kommt es zu einem Ausschmieren der Protonenaggregation. Dies ist verknüpft mit der Abnahme des magnetischen Feldes mit größer werdendem Abstand zum Solenoidausgang. Der sich auf der Achse des Solenoiden befindliche intensive Elektronenstrahl bricht durch die auseinander laufenden Magnetfeldlinien auf. Zusätzlich stoßen sich die Elektronen untereinander durch Coulombwechselwirkung ab. Das Raumladungsfeld der Elektronen löst sich auf, demzufolge treffen die Protonen wieder auseinander.

Innerhalb unserer Arbeitsgruppe wurde damit begonnen, detaillierte Simulationen des Transports von Protonen und Elektronen durch ein Solenoidfeld mit Hilfe des WARP Codes [84] durchzuführen. Dieser Code ermöglicht

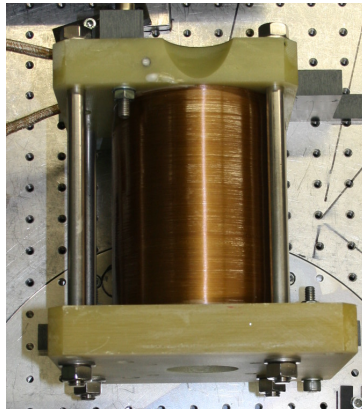


**Abbildung 5.10:** Die Simulation zeigt die Propagation der Protonen durch den Solenoiden bis hin zum RCF-Detektor für sechs Zeitschritte. Die Elektronen sind aus Übersichtsgründen nicht dargestellt. Deutlich sichtbar ist die Protonenaggregation auf die Solenoidachse. Die Energien der Protonen liegen im Bereich von 1 MeV (•) bis 5 MeV (•).

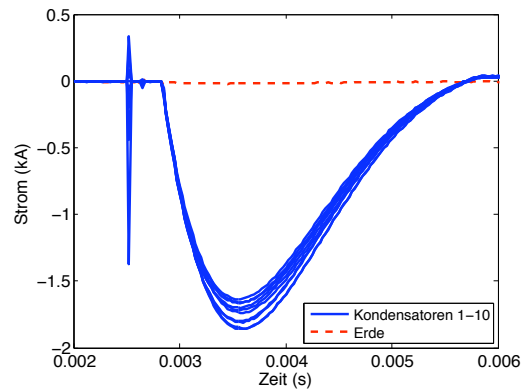
eine akkurate Berechnung der Protonen- sowie der Elektronendynamik komplexer Systeme, wie z.B. den vorliegenden Transport der geladenen Teilchen durch das Solenoidfeld. Erste Ergebnisse stützen die oben beschriebenen CST-Particle-Studio Resultate und wurden erstmalig in Referenz [85] präsentiert. Im folgenden Kapitel zum neuen Spulendesign werden die gemessenen RCF-Profile den mit Hilfe des WARP-Codes berechneten Profilen gegenübergestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

## 5.8 Neues Spulendesign

Aufbauend auf den Ergebnissen der ersten Strahlzeit zum Transport laserbeschleunigter Protonen mit einem gepulsten Solenoiden wurde ein zweites Experiment am PHELIX durchgeführt, in Zusammenarbeit mit Kollegen vom Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (FZD). Dabei kam ein neuer Solenoid zum Einsatz, dessen Design am Hochfeldlabor des FZD entwickelt wurde. Die Spule besteht aus vier Lagen Kupferdraht mit jeweils 27 Windungen und hat eine Gesamtlänge von 150 mm. Die offene Apertur beträgt 48 mm im Durchmesser. Durch die verdoppelte Länge der Spule im Gegensatz zum ersten Prototypen und die vierfache Wicklung ergibt sich eine Induktivität der Spule von  $\sim 250 \mu\text{H}$ . Dies ermöglicht eine Verringerung der benötigten Ströme zur Erzeugung des Magnetfeldes. Realisiert wurde dies durch eine Halbierung der Kondensatorkapazität auf  $1560 \mu\text{F}$ . Abbildung 5.11(a) zeigt ein Foto des neuen Solenoiden, eingebaut in der PHELIX Targetkammer. Die mechanische Stabilität wird wieder durch massive glasfaserverstärkte Kunststoffflansche erreicht. Zusätzlich ist die Spule im Inneren durch eine drei Millimeter dicke Schicht glasfaserverstärkten Kunststoff gegen den Einschlag der beschleunigten Teilchen geschützt. Durch diese Maßnahme konnten Überschlüge innerhalb der Spule verhindert werden. Dies ist deutlich an den Stromkurven des Solenoiden zu sehen, die während eines Laserschusses zur Protonenbeschleunigung aufgenommen wurden, siehe Abbildung 5.11(b). Es konnte kein Signal auf der Erdungsleitung gemessen werden. Zusätzlich sieht man an dieser Kurve, dass die neue Spule eine ähnli-



(a)



(b)

**Abbildung 5.11:** a): Der neue Solenoid, eingebaut in der Targetkammer am PHELIIX. Die Länge der Spule beträgt 150 mm. Sie ist aufgebaut aus vier Lagen gewickeltem Kupferdraht mit jeweils 27 Windungen. Die offene Apertur beträgt 48 mm. b): Der durch den Solenoid fließende Strom, gemessen während einer Laser-Protonenbeschleunigung. Durch die zusätzliche Abschirmung im Inneren des Solenoids, bestehend aus 3 mm starkem glasfaserverstärktem Kunststoff, kam es nicht mehr zu einem Kurzschluss durch das einströmende Plasma innerhalb der Spule.

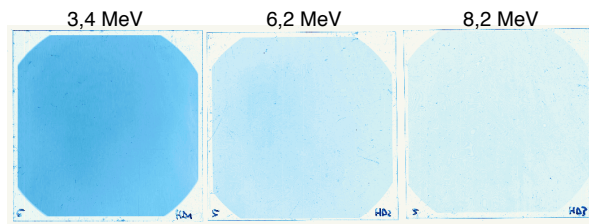
che Anstiegszeit hat wie das alte System. Zur Verhinderung einer Krümmung des Targets durch die induzierten Wirbelströme wurde deshalb der Abstand des Targets zum Solenoiden im Experiment auf 65 mm erhöht. Das maximale magnetische Feld, bei dem im Experiment Untersuchungen durchgeführt wurden, lag bei 7,70 T. Damit betrug das Feld am Ort des Targets nur noch einen Bruchteil des Wertes des vorhergehenden Experiments, maximal 0,21 T.

Der vergrößerte Abstand zwischen Target und Solenoid führt zu einem hohen Teilchenverlust durch die große Divergenz des Protonenstrahls. Die CST-Particle-Studio-Simulationen zeigen, dass nur rund ein Drittel der Protonen im RCF detektiert wird. Die übrigen zwei Drittel gehen zu gleichen Teilen am Flansch auf der Vorderseite des Solenoids und durch das Auftreffen auf der inneren Wand der Spule verloren. Nichtsdestotrotz wurde diese Konfiguration gewählt, da bereits im ersten Experiment gezeigt werden konnte, dass es möglich ist, Teilchenzahlen in der Höhe von  $10^{12}$  zu transportieren. Durch die Kombination aus kurzem Abstand zum Target und dem Einsatz eines Schildes gegen die Wirbelströme können in zukünftigen Experimenten maximale Durchsatzzahlen erreicht werden.

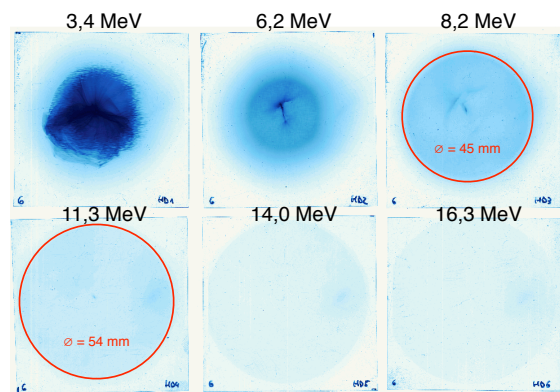
Die neue Kombination aus Induktivität, Kapazität und Widerstand bestimmt die Schwingungsdauer des elektrischen Schwingkreises und damit die Abklingzeit der Stromkurve im aperiodischen Grenzfall. Sie ist wesentlich größer als die der ersten Spule, ca. 250 ms, vergleiche Abbildung 5.11(b) und 5.5(a). Die Synchronisation zwischen Eintreffen des Laserpulses auf dem Target und dem Pulsen der Spule wurde so gewählt, dass die Protonenbeschleunigung zu dem Zeitpunkt erfolgte, zu dem die Feldstärke auf 80 % ihres Maximalwertes angewachsen war. Dies ermöglichte eine sehr präzise Reproduzierbarkeit der einzelnen Laserschüsse mit einem Fehler in der magnetischen Feldstärke von  $< 10$  mT. Der Fehler entstand durch Stromschwankungen in der Spule. Die Kondensatorentladungen waren nicht 100 %ig reproduzierbar. Das verdeutlichen auch die Maximalwerte der einzelnen Stromkurven, die um Werte bis zu 0,2 kA variieren.

Abbildung 5.12 zeigt die Ergebnisse dreier Protonenbeschleunigungen unter Verwendung der neuen Spule. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Laserschüssen bezüglich der angegebenen Energien der Filme beruhen auf der Tatsache, dass als Zwischenschichten in den RCF-Stapeln Kupferplättchen verwendet wurden, die in der Dicke variieren konnten. Dies führt zu einer Verschiebung der Positionen der Bragg-Peaks der Protonen innerhalb des RCF-Stapels.

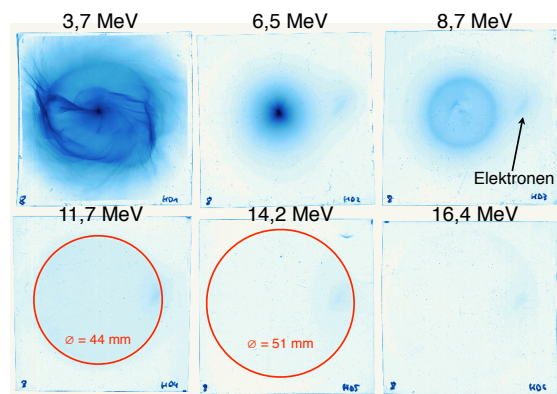




(a)



(b)



(c)

**Abbildung 5.12:** Protonenstrahlverteilungen in den RCF. Die angegebenen Energien entsprechen den Energien der Protonen, die in den jeweiligen Filmen gestoppt wurden. a): Referenzaufnahme ohne Pulsen des Solenoid. Der Abstand betrug ebenso wie in den Laserschüssen zum Protonentransport 405 mm zum Target. a): Detektierter Protonenstrahl bei einer magnetischen Feldstärke des Solenoiden von 6,48 T. In Film eins ist der überfokussierte niederenergetische Strahl zu sehen. Filme 2-4 zeigen einen mit der Energie im Umfang größer werdenden Strahl. Eine Kollimierung des Strahls (48 mm Durchmesser) findet sich im Energieintervall von 8,2 MeV bis 11,3 MeV. c): Aufnahme des Protonenstrahls nach Durchgang durch den Solenoiden bei einer magnetischen Feldstärke von 7,70 T. Die Kollimierung des Strahls findet sich hierbei bei einer Energie zwischen 11,7 MeV und 14,2 MeV. Der Strahl wurde bei 6,5 MeV (zweiter Film) fokussiert. Die volle Halbwertsbreite beträgt nur  $1,2 \text{ mm} \times 1,7 \text{ mm}$ .

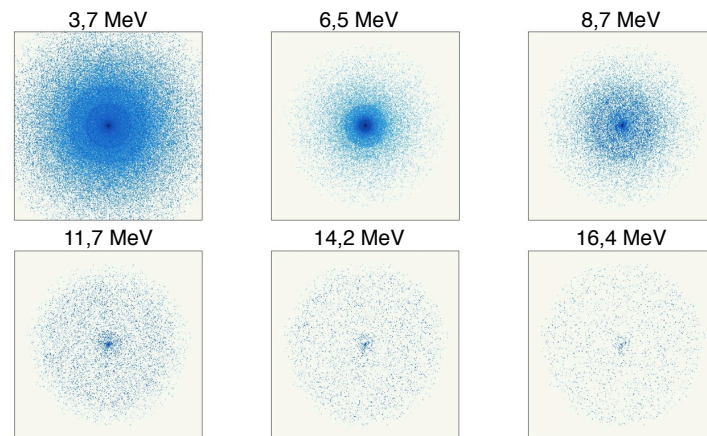
---

Analog zu Abbildung 5.6(a) handelt es sich bei Abbildung 5.12(a) um einen Referenzschuss, bei dem die Spule nicht gepulst wurde, der RCF-Detektor aber im Experiment auf der Rückseite des Solenoiden platziert wurde. Der Abstand betrug während des gesamten Experiments 405 mm zum Target. Das Referenzbild zeigt einen schwachen Protonenuntergrund in den ersten drei Filmen des RCF-Stapels. Aufgenommen wurden diejenigen Protonen, die von der Quelle aus frei durch den Solenoiden bis zum RCF-Detektor propagieren konnten. Dies waren Protonen, die mit einem halben Öffnungswinkel von  $< 5^\circ$  emittiert wurden. Unter der Annahme eines homogen verteilten Strahlprofils und einem maximalen halben Öffnungswinkel von  $23^\circ$ , siehe Kapitel 4.1.3, entspricht dies nur 4 % der Gesamtteilchenanzahl.

Die Abbildungen 5.12(b) und 5.12(c) zeigen die detektierten Protonenstrahlen bei zwei unterschiedlichen Stärken des magnetischen Feldes. Die Werte betrugen 6,48 T, bzw. 7,70 T. Die Filme zeigen in beiden Fällen den erwarteten Verlauf, startend mit einem überfokussierten Strahl für die niedrigsten Protonenenergien, gefolgt von einem fokussierten, bzw. schon leicht divergenten Strahl, bis hin zu divergenten Strahlen für die hohen Energien. Dabei sieht man deutlich die steigende Größe der Einhüllenden des Strahls mit höher werdender Energie der Protonen. Ein kollimierter, d.h. parallelisierter Strahl wird einen Durchmesser aufweisen, der nahezu identisch ist mit dem Durchmesser der Apertur des Solenoiden von 48 mm. Dies liegt im Falle von Abbildung 5.12(b) im Bereich zwischen 8,2 MeV und 11,3 MeV, für die Abbildung 5.12(c), bei einer höheren magnetischen Feldstärke, ist dies der Bereich von 11,7 MeV bis 14,2 MeV. Mit Hilfe der CST-Particle-Studio-Simulationen sind folgende Werte berechnet worden: 9,5 MeV für das Feld von 6,48 T und 13 MeV bei 7,70 T, was sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt. Deutlich zu sehen ist der stark fokussierte Strahl in Film zwei der Abbildung 5.12(c). Die volle Halbwertsbreite des Strahls beträgt nur 1,2 mm mal 1,7 mm.

Auch in diesem Experiment kam es zu einer starken Wechselwirkung zwischen den mitfliegenden Elektronen und den Protonen innerhalb des Solenoidfeldes. Dies zeigt sich durch die Struktur der in den RCF detektierten Protonenstrahlverteilungen. Es kommt zu einer Intensitätserhöhung im Zentrum der Protonenstrahlen, zu sehen z.B. in Film zwei der Abbildung 5.12(b) und zusätzlich zur Ausbildung einer Ringstruktur in mehreren Filmen. Die Ringstrukturen konnten in den Experimenten mit der ersten Spule nicht beobachtet und mit Hilfe der PIC-Option von CST-Particle-Studio nicht reproduziert werden. Zum besseren Verständnis wurden WARP-Simulationen durchgeführt. Darin zeigt sich, dass es durch die Anziehung der Elektronen zu einer Ausbildung von zwei nahezu unabhängig voneinander agierenden Protonenstrahlen kommt. Zum einen sind dies die Protonen, die durch die Elektronen in der Nähe der Achse des Solenoiden abgelenkt werden und zum anderen die Protonen, die nicht, bzw. kaum durch die Raumladung der Elektronen beeinflusst werden, da diese von den aggregierten Protonen abgeschirmt wird. Es zeigt sich, dass der Fokussiereffekt des Solenoiden unterschiedlich stark auf die beiden Protonenstrahlen wirkt. Während z.B. niederenergetische Protonen, die sich durch die Anziehung der Elektronen nahe der Achse befinden, bereits überfokussiert werden, sind Protonen mit gleicher Energie, die nicht durch das Feld der Elektronen beeinflusst wurden, noch konvergent. Die zwei Protonenstrahlen überlagern sich und verursachen die Intensitätsverteilungen innerhalb der RCF. Die Simulationen mit WARP sind äußerst aufwändig und nicht Bestandteil dieser Arbeit. Detaillierte Informationen finden sich dazu in Referenz [86]. Beispielhaft seien berechnete Intensitätsverteilungen der Protonen in den RCF gezeigt, siehe Abbildung 5.13. Die Eingabeparameter der Simulation, wie z.B. Protonenenergie und magnetische Feldstärke des Solenoiden, wurden passend zu dem Laserschuss gewählt, dessen erzeugter Protonenstrahl in Abbildung 5.12(c) zu sehen ist. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen WARP-Simulation und Experiment. Die Ringstruktur ist in den ersten drei Filmen deutlich zu erkennen. Die Durchmesser der gemessenen und der simulierten Strahlenverteilungen und die Ringstrukturen passen nahezu perfekt zueinander.

Das Elektronensignal konnte ebenfalls in diesem Experiment in den RCF detektiert werden. Es findet sich in allen Filmen der Abbildungen 5.12(b) und 5.12(c) am rechten Rand der RCF. Im dritten Film der Abbildung 5.12(c) ist es markiert. Es zeigt sich, dass das Signal nicht zentral auf der Achse zu finden ist, sondern repro-



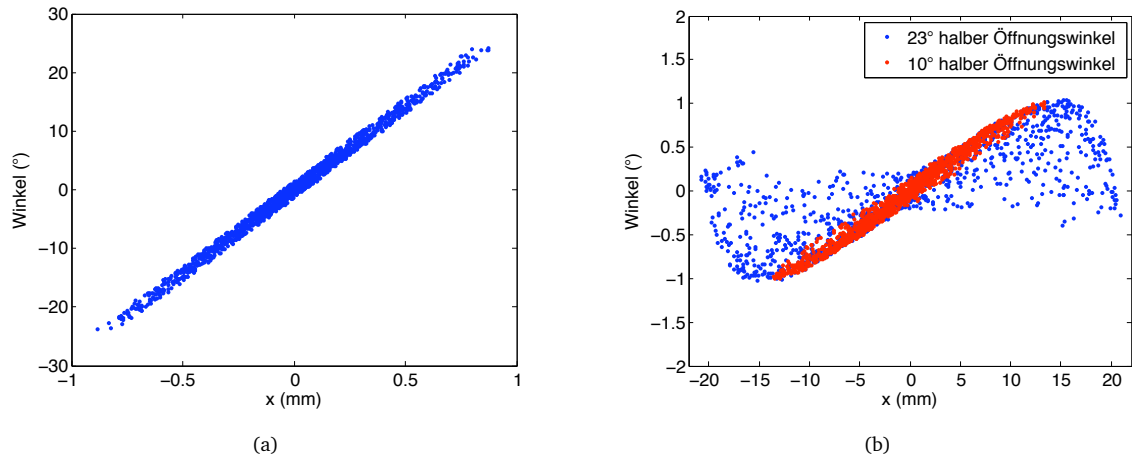
**Abbildung 5.13:** Berechnung der Protonenintensitätsverteilungen in den RCF mit Hilfe des WARP-Codes. Die Eingabeparameter der Simulation, wie z.B. Protonenenergie und magnetische Feldstärke des Solenoiden wurden passend zu dem Laserschuss gewählt, dessen erzeugter Protonenstrahl in Abbildung 5.12(c) zu sehen ist. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Zur Verfügung gestellt von F. Nürnberg.

duzierbar in allen Laserschüssen um eine Strecke von rund 20 mm aus dem Zentrum ausgelenkt wurde. Diese Ablenkung muss auf eine Inhomogenität des magnetischen Feldes zurückzuführen sein, die aber so klein ist, dass die Protonen nicht davon beeinflusst werden. Unter der Annahme eines Elektrons mit einer kinetischen Energie von 2 MeV führt bereits ein magnetisches Feld von 1 mT über die Flugstrecke von Solenoidausgang bis RCF-Detektor (130 mm) zu einer transversalen Ablenkung des Elektrons von 20 mm.

## 5.9 Emittanzerhaltung

Die Ablenkung der Protonen durch das Raumladungsfeld der Elektronen hat Einfluss auf die Emittanz des Protonenstrahls, da in elektrischen Feldern im Gegensatz zu magnetischen Feldern keine Emittanzkonservierung der Strahlen herrscht. In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurden noch keine Emittanzmessungen der laserbeschleunigten Protonen nach dem Durchfliegen des Solenoiden vorgenommen. Diese Messungen sind aber für zukünftige Experimente bereits geplant.

Zusätzlich treten chromatische und sphärische Aberrationen beim Transport der Protonen durch den Solenoiden auf. Sphärische Aberrationen entstehen dadurch, dass das Solenoidfeld im Innern der Spule nicht konstant über seinen kompletten Querschnitt ist, sondern mit größerem Radius schwächer wird. Dadurch wird die Bahn der Protonen, die in unterschiedlichem Abstand zur Achse durch das Feld propagieren, unterschiedlich stark gebeugt. Mit Hilfe der CST-Particle-Studio Simulationen lässt sich dieser Effekt anhand von Phasenraumrechnungen verdeutlichen. Abbildung 5.14 zeigt den eingeschlossenen Winkel der Protonentrajektorien mit der Solenoidachse, aufgetragen über der transversalen Ortskomponente. Dabei ist in Abbildung 5.14(a) der Phasenraum in einem Abstand von 15 mm zur Targetposition dargestellt. Dagegen zeigt Abbildung 5.14(b) den Phasenraum am Ort des RCF-Detektors, 241 mm vom Target entfernt. Die Energien der Protonen in der Simulation betragen 2,5 MeV. Deutlich sichtbar ist die starke Drehung der Phasenraumellipse, bedingt durch den Durchgang der Protonen durch das Solenoidfeld. Die Protonentrajektorien werden parallelisiert, d.h. es kommt zu einer massiven Verringerung des transversalen Impulses. Die Emittanz des Gesamtstrahls bleibt erhalten, siehe Kapitel 5.1.3, dadurch kommt es zu einer Vergrößerung der Ortskomponente. Zu beachten sind die unterschiedlichen Achsenskalierungen in den Graphen der Abbildung 5.14. Die anfänglichen halben Öffnungswinkel von bis zu  $23^\circ$  können durch die Führung des Solenoidfeldes auf  $1^\circ$  verringert werden.



**Abbildung 5.14:** Darstellung des Phasenraums laserbeschleunigter Protonen mit einer Energie von 2.5 MeV. *a)*: Phasenraumberechnung mit CST-Particle-Studio 15 mm hinter dem Target. Die Protonen haben einen halben Öffnungswinkel von maximal 23°. *b)*: Der Phasenraum am Ort des RCF in einem Abstand von 241 mm zum Target. Die Divergenz des Protonenstrahls konnte massiv verringert werden. Die maximalen halben Öffnungswinkel betragen 1°. Durch sphärische Aberrationen des Solenoidfeldes kam es zu einer starken Vergrößerung der Phasenraumellipse (•). Durch eine Verringerung der Initialdivergenz der Protonen auf  $\leq 10^\circ$  (•) können diese Effekte unterdrückt werden.

Abbildung 5.14(b) zeigt neben den Daten für Protonen mit halben Öffnungswinkeln bis  $23^\circ$  (•) auch das Ergebnis einer Simulation mit Protonen mit halben Öffnungswinkeln  $\leq 10^\circ$  (•). Daran wird deutlich, welchen großen Einfluss die Divergenz des Protonenstrahls auf die Qualität des Strahlprofils, d.h. auf dessen Emittanz, beim Durchfliegen des Solenoidfeldes hat. Die Phasenraumellipse ist durch die nichtlinearen Effekte im Solenoid bei einem halben Öffnungswinkel der Protonen von  $23^\circ$  massiv vergrößert worden. Dies führt bei einem konvergierenden Strahl zu einem vergrößerten Fokus auf der Rückseite der Spule.

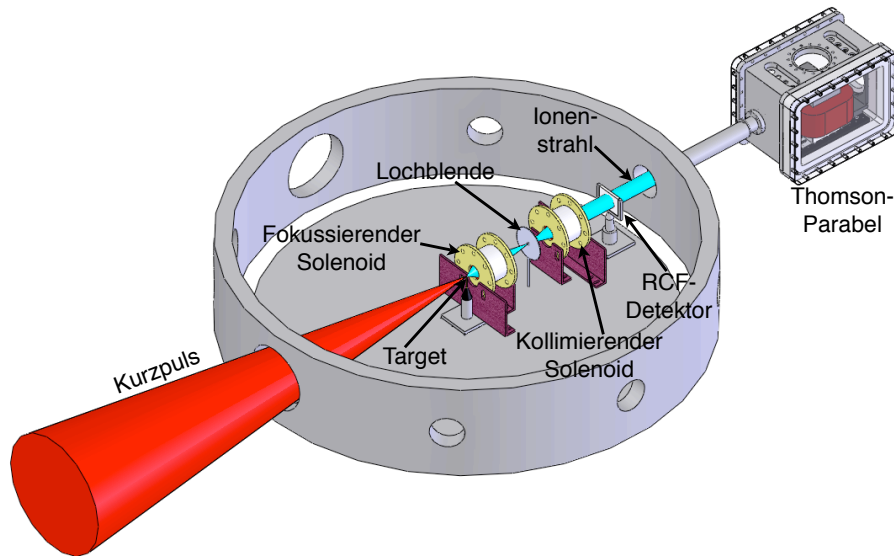
Überlagert wird dieser Effekt noch durch die chromatischen Aberrationen des Solenoids. Es wurden Simulationen durchgeführt, bei denen Protonen unterschiedlicher mittlerer Energie durch den Solenoiden transportiert wurden [87]. Die Energien der Protonen variierten um den zentralen Wert von 10 MeV mit einem  $\Delta E/E = \pm 0,02$ . Dies führte zu starken Verschiebungen der Fokusposition auf der Rückseite des Solenoids und zu einem Aufweiten des Radius des Fokus auf einen effektiven Wert von 9 mm. Ausgehend von diesem Wert wurde die *rms*-Emittanz des Strahls, siehe Kapitel 4.1, zu 16 mm mrad berechnet. Daraus folgend muss die anfänglich sehr kleine Emittanz, die der Strahl kurz nach seiner Erzeugung aufweist, durch eine sogenannte chromatische Emittanz ersetzt werden. Für den im Experiment eingesetzten Solenoiden und unter Berücksichtigung unterschiedlicher Anfangsöffnungswinkel der Protonen ergibt sich die Emittanz zu:

$$\epsilon \propto (x')^2 \frac{\Delta E}{E} \quad (5.17)$$

Diese Berechnung zeigt, dass eine signifikante Reduzierung des Öffnungswinkels  $x'$  bzw. eine starke Reduzierung der Energiebreite des Protonenstrahls notwendig ist, um die effektive Emittanz zu minimieren, damit sie den Anforderungen moderner, konventioneller Beschleuniger entspricht, um so eine Einkopplung in ein solches System zur Nachbeschleunigung der Protonen zu ermöglichen.

## 5.10 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass in den zwei Experimenten zum Transport von Protonen mit Hilfe eines gepulsten Solenoids gezeigt werden konnte, dass ein Solenoid die geeignete Ionenoptik ist, um als erste Schnittstelle zwischen der Laser-Ionenbeschleunigung und einer konventionellen Nachbeschleunigung der



**Abbildung 5.15:** Schematischer Experimentaufbau zur Energieselektion unter Verwendung zweier Solenoiden. Die Position der Lochblende kombiniert mit den Stärken der Magnetfelder der Solenoiden bestimmt das selektierte Energieintervall.

Teilchen zu fungieren. Es konnte ein intensiver Protonenstrahl mit bis zu  $10^{12}$  Teilchen transportiert werden. Schwierigkeiten wie die Verbiegung des Targets durch induzierte Wirbelströme und Überschlüge innerhalb der Spule durch das einströmende Plasma konnten erfolgreich durch das neue Spulendesign behoben werden. Der Einsatz eines Schildes zur Abschirmung des magnetischen Feldes vom Target wurde durch die Kollegen des FZD berechnet und wird im nächsten Experiment zum Einsatz kommen. Zusätzlich wird in zukünftigen Experimenten untersucht werden, wie sich das Strahlprofil der Protonen über eine größere Driftstrecke nach dem Solenoiden ändert. Ebenso essentiell wird eine Bestimmung der Emittanz des Strahls sein. Dies wird durch eine sogenannte *pepper-pot*-Messung erfolgen, bei der ein Metallplättchen mit einer zweidimensionalen Anordnung von Löchern, deren Querschnitt im Vergleich zur Strahlgröße gering ist, in den Strahlengang platziert wird. Die Abbildung des Strahls im RCF gibt durch die Intensitätsverteilungen und Abstände, bzw. Größe der „Löcher“ Aufschluss über die Emittanz des Strahls.

Ein noch zu lösendes Problem ist der starke Einfluss der mitbewegten Elektronen auf die Protonen. Deutlich sieht man in den Abbildungen 5.12(b) und 5.12(c), dass für höhere Protonenenergien ( $> 10$  MeV) keine Intensitätsmodulationen im Strahlprofil auftreten. Nur direkt auf der Achse kommt es zu einer minimalen Erhöhung, siehe Film 4 bei 11,3 MeV in Abbildung 5.12(b). Der Einfluss der Elektronen auf diesen Energiebereich ist daher minimal. Damit eignen sie sich primär für eine Nachbeschleunigung. Zur Erzeugung eines homogenen Strahlprofils bei niedrigeren Protonenenergien und entsprechend dem exponentiellen Energiespektrum bei höheren Teilchenzahlen, ist es notwendig, die Elektronen vor dem Eintritt in den Solenoiden zu extrahieren. Dies kann z.B. durch ein dem Solenoid vorgeschaltetes Dipolfeld bewerkstelligt werden. Zur Extraktion der Elektronen aus dem laserbeschleunigten Protonenstrahl wurden Experimente von unserer Gruppe am Sandia National Laboratory in Albuquerque in den USA durchgeführt. Dabei wurden die Elektronen in einem Abstand von 3 mm hinter dem Target durch ein über eine Strecke von 10 mm angelegtes, magnetisches Feld mit einer Stärke von 140 mT, abgelenkt. Die Protonen wurden nach einer Driftstrecke von 100 mm vom Ausgang des magnetischen Feldes mit Hilfe von RCF detektiert. Zur Überprüfung der Strahlqualität der Protonen wurde auf der Vorderseite des Dipols ein Gitter mit einem Linienabstand von  $110\ \mu\text{m}$  befestigt. Die Struktur des Gitters konnte einwandfrei im RCF nachgewiesen werden. Dieses Experiment zeigt, dass eine Extraktion der Elektronen nicht zu einer Verschlech-

---

terung der Strahlqualität der Protonen führt. Obwohl der Strahl nicht mehr quasineutral expandiert, kommt es nicht zu einer massiven Coulombabstoßung. Parallel wurde ein ähnliches Experiment zum Elektronenstrippen von T. Cowan *et al.* [88] durchgeführt, das dasselbe Ergebnis zeigt.

Für eine Einkopplung in konventionelle Beschleuniger sowie für andere Anwendungen ist in der Regel ein Ionenstrahl nur dann von Interesse, wenn er eine sehr kleine Energiebreite aufweist. Durch das Solenoidfeld erfolgt automatisch eine Art Energieselektion, bedingt durch die unterschiedliche Dispersion der verschiedenen Protonenenergien. Durch die Platzierung einer Lochblende innerhalb der Strahlführung auf der Rückseite des Solenoiden wird aus dem exponentiellen Energiespektrum ein schmales Energieintervall herausgegriffen. Die Position der Lochblende relativ zum Solenoiden bestimmt dabei die selektierte Energie der Protonen. Durch den Einsatz eines zweiten Solenoiden hinter der Lochblende ist es möglich, diesen Strahl wieder zu kollimieren und weiter zu transportieren. Abbildung 5.15 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Experiments. Dargestellt ist nur der Strahl im gewünschten Energieintervall.



---

## 6 Targetoptimierung

---

Die experimentellen Untersuchungen zum Strahltransport mit Hilfe eines Solenoiden haben gezeigt, dass zur Erhaltung der Qualität der laserbeschleunigten Ionenstrahlen die Ausgangsparameter der erzeugten Strahlen modifiziert werden sollten. Zum einen kann eine Verringerung der Divergenz des Strahls das Anwachsen der Emittanz beim Durchgang durch das Solenoidfeld verhindern, ebenso verhält es sich bei einer Reduzierung der Energiebreite der Ionen, durch die eine Emittanzvergrößerung unterdrückt werden kann.

Ein weiterer, zu berücksichtigender Aspekt ist das bei der Laser-Ionenbeschleunigung entstehende exponentielle Energiespektrum der Teilchen. Es kommt zu einem hohen Verlust an Ionen bei der Selektion durch den Solenoiden. Abhängig von ihrer Energie kann nur ein Bruchteil der Ionen für weitere Anwendungen nutzbar gemacht werden.

Motiviert durch das Experiment von Patel *et al.* [30], bei dem durch die Verwendung eines hemisphärischen Targets eine Fokussierung der laserbeschleunigten Protonen erzielt werden konnte, wurden im Rahmen dieser Arbeit Experimente mit unterschiedlichen Targetgeometrien durchgeführt. Neben hemisphärischen Targets, siehe Abschnitt 6.1, wurden Kugelkalotten, siehe Abschnitt 6.2, eingesetzt. Die Hemisphären sowie alle anderen Targets, die in den folgenden Kapiteln besprochen werden, wurden vom Target- und Detektorlabor des Instituts für Kernphysik der TU-Darmstadt hergestellt.

---

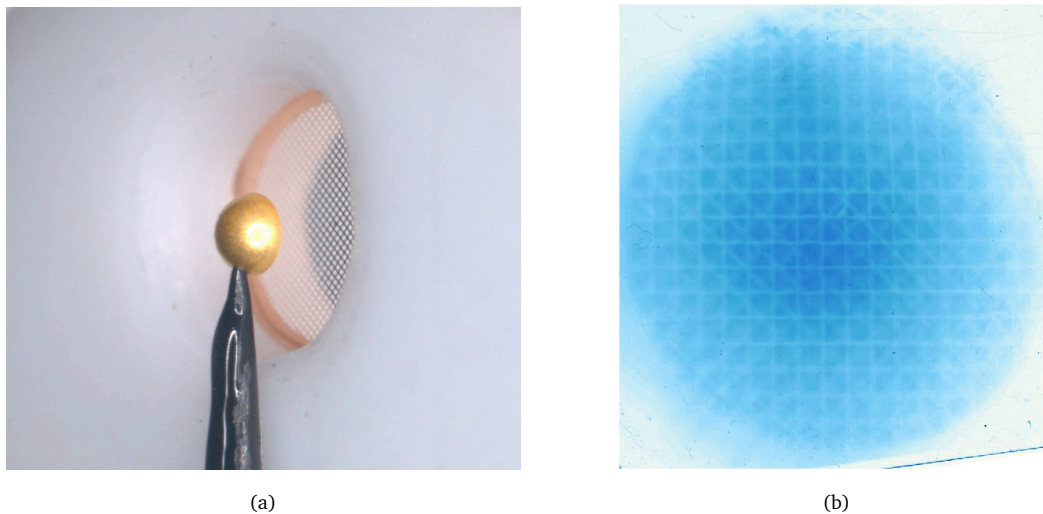
### 6.1 Hemisphären

---

Die Existenz des Fokus des laserbeschleunigten Protonenstrahls von einer Hemisphäre mit einem Durchmesser von  $360\text{ }\mu\text{m}$  wurde in Referenz [30] durch die Verwendung einer Sekundärfolie, die hinter dem Target platziert wurde, bestimmt. Die Hemisphäre wurde durch den Laser auf ihrem Apex bestrahlt. Die beschleunigten Protonen heizten die hinter der Öffnung der Hemisphäre positionierte Folie auf, und die entstandene Plasmaemission wurde mit Hilfe einer Streackamera aufgenommen. Es zeigte sich, dass im Falle der Hemisphäre der geheizte Bereich wesentlich intensiver und in seinen Dimensionen kleiner war als bei der Verwendung einer flachen Folie als Primärtarget. Zusätzlich wurde mit Hilfe eines Gitters, welches zwischen Target und RCF-Detektor in den Strahlengang platziert wurde, eine Rekonstruktion der Protonentrajektorien durchgeführt. Die Struktur des Gitters wurde durch den Protonenstrahl auf den RCF abgebildet. Damit konnte jeder Punkt des Gitters einer Position auf den RCF zugeordnet werden und daraus der Strahlengang der Protonen zurückverfolgt werden. Aus der Strahlrekonstruktion folgte, dass der Abstand des Protonenfokus zum Apex der Hemisphäre das 1,3 - 1,4 fache des Radius der Hemisphäre betrug. Das letztere Verfahren wurde in den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten verwendet.

In den Experimenten der Gruppe um P. Patel wurde zur Berechnung der Protonentrajektorien jeweils nur ein Gitter verwendet, d.h. die Rückprojektion erfolgte unter der Annahme einer geradlinigen Ausbreitung der Protonen. Unter derselben Voraussetzung wurden erste Tests zur Untersuchung der Fokussierung der Protonen durch Verwendung von Hemisphären am Trident-Lasersystem in Los Alamos sowie am PHELIX mit jeweils einem Gitter im Strahlengang durchgeführt. Für das Experiment am Trident wurde ein Fokus der Protonen innerhalb der Hemisphäre gefunden, am PHELIX ergab sich kein reeller Fokus, sondern nur ein virtueller Fokuspunkt auf der Vorderseite der Hemisphäre, was mit Experimenten mit flachen Folien vergleichbar ist [6]. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Experimente entweder nicht unter denselben Bedingungen durchgeführt wurden, oder dass



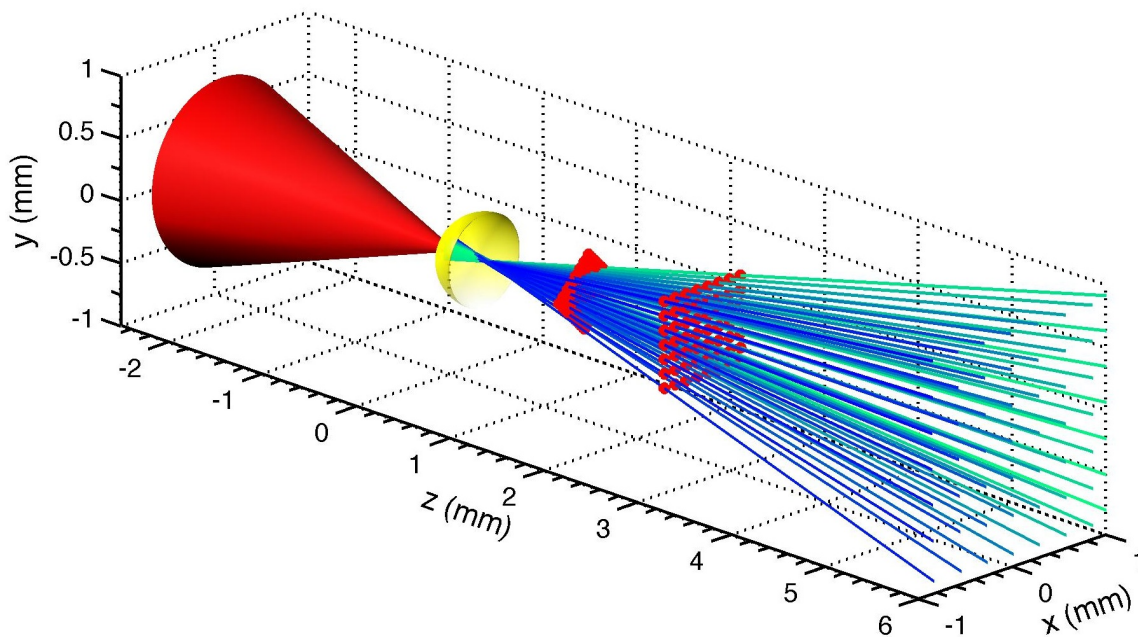


**Abbildung 6.1:** *a)*: Aufnahme der Hemisphäre mit dahinter liegendem Gitter zur Strahlrekonstruktion. Das zweite Gitter ist noch nicht auf der Rückseite des weißen Abstandhalters befestigt. Die Hemisphäre hat einen Durchmesser von  $750\ \mu\text{m}$ . *b)*: Bestrahlter RCF mit laserbeschleunigten Protonen. Deutlich sind die Abbildungen der beiden Gitter im Protonenstrahlprofil zu sehen. Zur Unterscheidung der Gitter wurde das der Hemisphäre näher stehende um  $45^\circ$  gedreht.

sich die Expansion des Protonenstrahls vom Ort des Targets bis zum RCF nicht durch eine geradlinige Ausbreitung beschreiben lässt. Aus diesem Grund wurde eine weitere Untersuchung am PHELIX durchgeführt, bei der zwei Gitter zwischen Target und RCF-Detektor positioniert wurden. Dabei waren die Gitter zueinander um  $45^\circ$  gedreht, um eine eindeutige Zuordnung in der Gitterabbildung auf den RCF zu erhalten. Die Hemisphäre hatte einen Durchmesser von  $750\ \mu\text{m}$ . Die Distanzen der Gitter zueinander und zur Hemisphäre und die Liniendichten der Gitter wurden so gewählt, dass in den RCF der Abstand der abgebildeten Gitterlinien für beide Gitter nahezu identisch war. Abbildung 6.1(a) zeigt die Hemisphäre und das erste Gitter mit einem Linienabstand von  $63,5\ \mu\text{m}$  in einem Abstand von  $1\ \text{mm} \pm 100\ \mu\text{m}$  zur Öffnung der Hemisphäre. Das zweite Gitter mit einem Linienabstand von  $116\ \mu\text{m}$  wurde auf die Rückseite des weißen Plastikhalters in einer Entfernung von  $1,2\ \text{mm} \pm 50\ \mu\text{m}$  zum ersten Gitter geklebt. Ein Film des bestrahlten RCF-Stapels für Protonenenergien über  $11,9\ \text{MeV}$  ist in Abbildung 6.1(b) zu sehen. Deutlich erkennt man die Strukturen der beiden Gitter über den gesamten Protonenstrahl. Der Abstand der Linien beträgt für beide Gitter im Mittel  $2,5\ \text{mm}$ .

Die Strahlrekonstruktion erfolgt graphisch. Abbildung 6.2 zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus inklusive der berechneten Protonentrajektorien vom Apex der Hemi über die beiden Gitter hinaus. Der Laser trifft auf den Apex der Hemi bei  $z = 0$ , und es kommt zur Beschleunigung der Protonen. Diese durchfliegen die beiden Gitter. Die Analyse der Fokusposition, gegeben durch den Kreuzungspunkt der Trajektorien, ergibt für Gitter #1 eine  $z$ -Position von  $0,16\ \text{mm}$  und für Gitter #2 eine Position von  $0,31\ \text{mm}$ . Die Fokusgröße entspricht in beiden Fällen  $\sim 30\ \mu\text{m}$ . Eine kleinere  $z$ -Position des Fokus für Gitter #1 im Vergleich zu Gitter #2 ist unter der Annahme eines nicht geradlinig expandierenden Strahls sondern einer eher Gaußschen Strahlenoptik sinnvoll. In einem größeren Abstand zur Quelle hat der Strahl bereits einen höheren Divergenzwinkel.

Die absolute Position des Fokus im Vergleich zu den Experimenten von Patel *et al.* war nicht zu erwarten. Nach der für diese Arbeit durchgeführten Analyse ergibt sich eine kleinere Brennweite der Hemisphäre bei einem größeren Durchmesser des Targets im Vergleich zu Referenz [30]. Die auf dem „Fast ignition workshop“ am Lawrence Livermore National Laboratory von P. Patel vorgestellten Ergebnisse zeigten den genau gegenteiligen Effekt. Danach führte ein verringerter Krümmungsradius immer zu einer stärkeren Fokussierung und damit auch zu einer kleineren Brennweite der Hemisphäre.

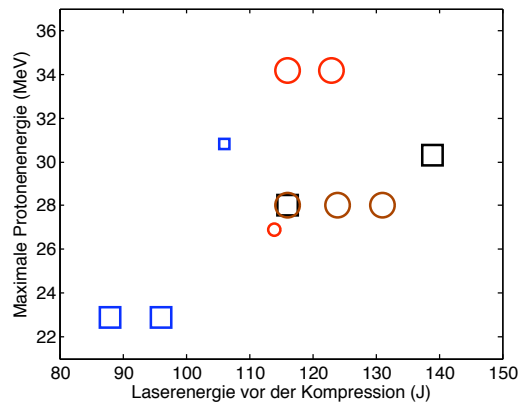


**Abbildung 6.2:** Gezeigt ist eine Skizze der Experimente zur Fokussierung der Protonen mit Hilfe von hemisphärischen Targets inklusive der Berechnung der Protonentrajektorien aus den RCF-Daten. Der Laser trifft auf den Apex der Hemisphäre. Die beschleunigten Protonen durchfliegen zwei in einem Winkel von  $45^\circ$  zueinander ausgerichtete Gitter und werden im RCF-Detektor (nicht dargestellt) detektiert. Aus der Abbildung der Gitter im Protonenprofil der RCF lassen sich die Protonentrajektorien rekonstruieren. Für eine bessere Übersicht sind in der Skizze nur die aus der Struktur des zweiten Gitters auf dem RCF ermittelten Trajektorien dargestellt. Der RCF ist nicht zu sehen. Er befindet sich bei einer z-Position von 52 mm.

Eine mögliche Erklärung liegt in der Konfiguration des Lasers, der die Protonenbeschleunigung treibt. Zu berücksichtigen ist neben dem Krümmungsradius der Hemisphäre zusätzlich auch die Größe des Laserfokus auf dem Apex der Hemisphäre. PIC-Simulationen mit dem Plasma Simulation Code (PSC) [89], die in unserer Gruppe durchgeführt worden sind, haben gezeigt, dass bei der Bestrahlung von Folien und Hemisphären die Expansion der Protonen nahezu identisch verläuft, sofern der für das Lasersystem kleinstmögliche Laserfokus, der sogenannte *best focus*, eingestellt wurde. Vergrößerte man den Durchmesser des Lasers, so kam es zu einer Fokussierung der Protonen im Falle eines hemisphärischen Targets. Im Experiment am PHELIX wurde sowohl durch Verfahren der Parabel als auch durch Verfahren der Targetleiter der Durchmesser des Laserfokus am Ort des Apex auf einen theoretisch berechneten Wert von  $80\ \mu\text{m}$  voller Halbwertsbreite erhöht. Eine reelle Angabe der Größe des Laserfokus aus den Aufnahmen der Fokusdiagnostik ist nicht möglich, da bei einer Defokussierung einer Fokussierparabel die Intensitätsverteilung des Laserspots nicht mehr homogen ist, sondern starke Modulationen aufweist. Die Vergrößerung des Laserfokus auf der Hemisphärenoberfläche kann die gemessene stärkere Fokussierung bewirken.

Die Fokussierung der Protonenstrahlen mit hemisphärischen Targets wird aktuell intensiv von mehreren Forschungsgruppen weltweit untersucht. Die Analysemethoden ähneln den oben beschriebenen. Bisher kam es zu keinen einheitlichen Ergebnissen. Eine weitere detaillierte Untersuchung wird in zukünftigen Experimenten erfolgen.

Während der ersten Tests zur Protonenbeschleunigung von hemisphärischen Targets am Trident-Lasersystem zeigte sich ein zweiter interessanter Effekt. Bei der Bestrahlung einer Hemisphäre mit einer Laserenergie von 108 J wurden Protonen mit bis zu 52 MeV beschleunigt. Dies sind allgemein sehr hohe Protonenenergien, aber für das Trident-Lasersystem mit spezieller Pulsbereinigung im Front-End nicht ungewöhnlich. Die Bestrahlung

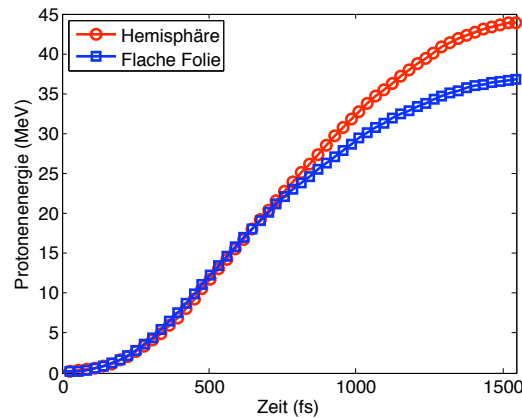


**Abbildung 6.3:** Aufgetragen sind die maximal erreichten Protonenenergien über der Laserenergie vor der Kompression. Die Größe der Symbole entspricht der Laserspotgröße, d.h. ob es sich um einen defokussierten Strahl oder um einen bestmöglich fokussierten handelt. Die  $\square$  stehen für Bestrahlungen flacher Folien, die  $\circ$  waren hemisphärische Targets. Dargestellt sind Ergebnisse aus zwei Experimenten am PHELIX. Die  $\circ$  und  $\square$  stammen aus einer Kampagne ebenso wie die  $\bullet$  und die  $\blacksquare$ . Weitere ausführliche Erläuterungen siehe Text.

einer flachen Folie im selben Experiment mit einer Laserenergie von 87 J führte zu einer Maximalenergie der beschleunigten Protonen von 42 MeV. Das Verhältnis der Laserenergien und der maximalen Protonenenergien dieser beiden Laserschüsse ist identisch und beträgt 0,81. Der Unterschied war, dass für die Bestrahlung der Hemisphäre ein Laserfokus mit einer vollen Halbwertsbreite von  $\sim 50 \mu\text{m}$  gewählt wurde, während bei der Beschleunigung der Folie best focus eingestellt war. Dieser betrug  $10 \mu\text{m}$  volle Halbwertsbreite. Dies entspricht einem 25 fachen Unterschied in der Intensität. Zu berücksichtigen ist die unterschiedliche Stärke der Targets. Die flache Folie hatte eine Dicke von  $20 \mu\text{m}$ , während die Wandstärke der Hemisphäre  $12 \mu\text{m}$  betrug. Eine geringere Dicke der Targets führt im Allgemeinen zu einer Erhöhung der Protonenenergie, durch den kleineren Energieverlust der die Protonenbeschleunigung treibenden Elektronen im Target. Der Intensitätsunterschied im Laserfokus ist aber derartig groß, dass der Unterschied in der Dicke des Targets mehr als kompensiert wird. Daher wurde dieses Phänomen in Experimenten am PHELIX weiter untersucht.

Abbildung 6.3 zeigt die Ergebnisse zweier Experimente am PHELIX, bei denen unter anderem hemisphärische Targets zum Einsatz kamen. Aufgetragen ist die erreichte Maximalenergie der Protonen gegenüber der Energie des Lasers vor der Kompression. Die Quadrate symbolisieren eine Protonenbeschleunigung von einer flachen Folie, die Kreise sind Ergebnisse der Bestrahlung von Hemisphären. Die Größe der Symbole gibt an, ob der Laser defokussiert war oder auf best focus eingestellt wurde. Sowohl die Folientargets als auch die Hemisphären bestanden aus Gold und hatten eine Targetdicke von  $10 \mu\text{m}$  -  $12 \mu\text{m}$ . Der Durchmesser der Hemisphären betrug  $750 \mu\text{m}$ .

Die Resultate der ersten Experimentkampagne sind mit blauen Quadraten ( $\square$ ) und roten Kreisen ( $\circ$ ) in Abbildung 6.3 dargestellt. Als Referenzschüsse wurden sowohl eine Folie als auch eine Hemisphäre mit dem Laser bei best focus bestrahlt ( $\text{FWHM} < 20 \mu\text{m}$ ). Die maximalen Protonenenergien betrugen 31 MeV für die flache Folie und 27 MeV für die Hemisphäre. Dieser Abfall in der Maximalenergie von 13 % liegt noch im Bereich der im Experiment auftretenden Schwankungen von Schuss zu Schuss. Danach wurde der Fokus durch Verfahren der Parabel auf theoretische  $80 \mu\text{m}$  vergrößert. Erwartungsgemäß kam es bei den flachen Folien durch die verringerte Intensität auf dem Target zu einem starken Abfall der Maximalenergie auf 23 MeV. Bei den Hemisphären trat der gegenteilige Effekt ein. Die Maximalenergie wurde auf einen Spitzenwert von über 34 MeV katapultiert, welcher sogar die flache Folie bei best focus übertraf. An der Abbildung 6.3 zeigt sich, dass die Bestrahlungen der flachen Folien im Gegensatz zu den Hemisphären bei geringeren Energien durchgeführt wurden. Dies war im Experiment nicht geplant, sondern war das Ergebnis von Schwankungen in der Verstärkung des Lasers.

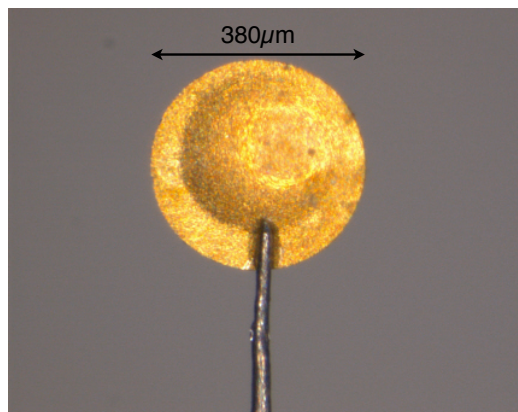


**Abbildung 6.4:** Ergebnisse der PIC-Simulationen. Durch die Aggregation der Elektronen und Protonen auf die Achse der Hemisphäre kommt es zu einer Erhöhung des beschleunigenden elektrischen Feldes. Die maximale Protonenenergie liegt daher bei der Hemisphäre um 20 % höher als bei der flachen Folie. Die Graphik wurde von M. Schollmeier zur Verfügung gestellt.

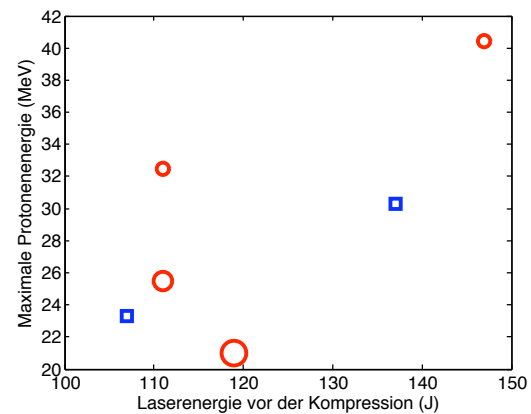
Entsprechend war eine niedrigere Maximalenergie der Protonen zu erwarten. Trotzdem zeigte sich aber auch deutlich, dass eine Erhöhung der Laserenergie um 10 J sowohl für die flachen Folien, als auch für die Hemisphären keinen messbaren Einfluss auf die Protonenenergien hatte. Daraus wird deutlich, dass es durch die Form der Hemisphäre zu einem neuen Effekt kam, der eine starke Beschleunigung der Protonen mit sich brachte, obwohl die Laserintensität massiv verringert wurde.

Zur Verifizierung dieser Ergebnisse wurden in einer weiteren Kampagne am PHELIX erneut flache Goldfolien und Hemisphären mit einem Durchmesser von  $750\text{ }\mu\text{m}$  bestrahlt. Die gewonnenen Daten sind als schwarze Quadrate ( $\square$ ) und braune Kreise ( $\circ$ ) in Abbildung 6.3 eingetragen. Es zeigt sich unmittelbar, dass es nicht zu einer Erhöhung der Maximalenergie der Protonen bei den Laserschüssen mit hemisphärischen Targets kam. Die Energien skalieren für flache Folien und Hemisphären gleich. Deutlich wird jedoch, dass selbst bei einer Laserenergie von fast 140 J die erreichte Maximalenergie der Protonen immer noch unter den Ergebnissen der ersten Kampagne liegt.

Das Problem entsteht durch die nicht reproduzierbare Einstellung des defokussierten Laserstrahls. Wie oben bereits erwähnt, kann die tatsächliche Fokusgröße bei einem Defokussieren der Parabel nicht explizit angegeben werden, da die Intensitätsverteilung starke Modulationen aufweist. Zusätzlich wurde in den Experimenten am PHELIX mit einer f/6-Parabel gearbeitet. Die Rayleighlänge dieser Fokussieroptik beträgt  $\sim 300\text{ }\mu\text{m}$ . Eine exakte Einstellung der Experimentkonditionen wie in der vorangegangenen Kampagne ist damit nahezu unmöglich. Weiterhin zu berücksichtigen sind die im Vor- und Hauptverstärker entstehenden Aberrationen. Sie werden hervorgerufen durch thermische Linsen, erzeugt durch die Pumpstrahlung in den verstärkenden Medien. Im Vorverstärker sind dies Verstärkerstäbe, die symmetrisch gepumpt werden. Dies hat eine Defokussierung des durch den Stab propagierenden Lichtstrahls zur Folge. In den Scheibenverstärkern des Hauptverstärkers sind die primären Aberrationen Astigmatismus und Koma. Die Defokussierung des Strahls spielt in diesem Laserabschnitt keine Rolle. Im Laufe der zweiten Experimentkampagne kam eine adaptive Optik am Ausgang des Vorverstärkers zum Einsatz. Dieser deformierbare Spiegel gleicht die Aberrationen des Vorverstärkers aus und ändert damit das Strahlprofil am Ort des Targets in Bezug auf den Grad der Defokussierung. Zusammenfassend kann man sagen, dass mehrere Aspekte dazu beigetragen haben, dass nicht dieselben Voraussetzungen für beide Experimente herrschten. Daher ist es geplant, ein Experiment am Texas Petawatt Laser durchzuführen. Dieses System verfügt über eine Fokussierparabel mit hoher f-Zahl, die bei best-focus-Bedingungen einen Laserfokus mit einer vollen Halbwertsbreite von  $100\text{ }\mu\text{m}$  aufweist. Damit lassen sich „Defokussierungsexperimente“ mit hemisphärischen Targets und homogenem Strahlprofil durchführen.



(a)



(b)

**Abbildung 6.5:** a): Aufnahme eines hat brim. Das Target wurde im Detektor- und Targetlabor des Instituts für Kernphysik an der TU-Darmstadt hergestellt. b): Vergleich der maximalen Protonenenergien bei Beschleunigungen von flachen Folien (□) und Hemisphären (○). Die Größe der Ringe gibt den Grad der Defokussierung des Lasers an.

Zum Verständnis der Vorgänge bei der Protonenbeschleunigung und zur Klärung des Ursprungs der höheren Energien wurden relativistische 2D-PIC-Simulationen mit PSC durchgeführt, sowohl für die Beschleunigung von einer flachen Folie, als auch für eine Hemisphäre. Die Simulationen zeigen eine erhöhte Elektronen- und Protonendichte im Bereich der Symmetrieachse der Hemisphäre im Vergleich zur flachen Folie. Das Verhältnis der Elektronendichten beträgt  $n_{e,Hemi}/n_{e,Folie} = 2,5$ . Die Erhöhung der Dichte wird durch die fokussierende Wirkung der Hemisphäre hervorgerufen. Aus der höheren Dichte folgt ein stärkeres elektrisches Feld, welches die Protonen beschleunigt. Abbildung 6.4 zeigt die Entwicklung der Protonenenergie über der Zeit. Der Zeitpunkt Null signalisiert den Start der Beschleunigung der Protonen. Die maximal erreichten Energien betragen 44 MeV für die Hemisphäre und 36,5 MeV für die flache Folie. Damit liegen die Werte um einen Faktor von 1,2 über den Daten des Experiments. Der Grund dafür liegt in den Simulationsparametern. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazität wurde in den Simulationen sowohl die Hemisphäre als auch die Folie um einen Faktor 10 verkleinert, um eine angemessene Auflösung zu gewährleisten. Dies führt zu Ergebnissen, die in ihren Absolutwerten nicht mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

Das Verhältnis zwischen den maximalen Energien der Protonen, die von der Hemisphäre bzw. der flachen Folie beschleunigt wurden, ist aber für das Experiment wie für die Simulation identisch und liegt bei 1,2. Damit konnte der Effekt der Energieerhöhung theoretisch untermauert werden.

## 6.2 Kugelkalotten

Motiviert durch die Resultate der ersten Experimentkampagne, in der die Protonenenergien durch die Verwendung von Hemisphären stark erhöht werden konnten, wurde eine Entwicklung neuer Targetgeometrien angestoßen. Das Resultat ist eine Kombination aus Hemisphäre und einem massenreduzierten Target, sogenannte Kugelkalotten. Diese kamen neben den Hemisphären in der zweiten Experimentkampagne am PHELIX zum Einsatz.

Die Idee hinter diesem Targetdesign ist, die Masse bzw. die Oberfläche des Targets gegenüber einer normalen flachen Folie zu minimieren und dies gleichzeitig mit den Eigenschaften einer Hemisphäre zu verknüpfen. Es konnte experimentell bereits gezeigt werden, dass eine Verkleinerung der Oberfläche des Targets, von dem die Protonen beschleunigt werden, zu einer Erhöhung der Maximalenergie führt, siehe Referenz [9]. Der entscheidende Effekt ist, dass die transversale Verbreiterung des elektrischen Feldes durch die Rezirkulation der



---

Elektronen auf der Rückseite des Targets durch die verkleinerten Dimensionen verhindert wird. Dadurch trägt die gleiche Anzahl von Elektronen zur Beschleunigung der Protonen bei, aber sie sind über einen kleineren Raumbereich verteilt, was zu einer Erhöhung des elektrischen Feldes und damit zu einer stärkeren Beschleunigung der Protonen führt.

Abbildung 6.5(a) zeigt eine Aufnahme eines dieser Targets, aufgeklebt auf einer Nadelspitze mit einer Stärke von  $25\text{ }\mu\text{m}$ . Die Targets bestanden aus einem Kugelausschnitt mit einem Durchmesser von rund  $270\text{ }\mu\text{m}$ . Umgeben ist der Kugelausschnitt von einem flachen Ring. Der Gesamtdurchmesser des Targets betrug ca.  $380\text{ }\mu\text{m}$ . Die Kombination aus Kugelausschnitt und umgebendem Ring hat diesen Targets den Namen *hat brim* („Hutkrempe“) gegeben. Der Krümmungsdurchmesser des Kugelausschnitts betrug  $600\text{ }\mu\text{m}$ .

In Abbildung 6.5(b) sind die Ergebnisse der Beschleunigung von Protonen von den Hutkrempe-Targets gezeigt. Aufgetragen ist die maximale Protonenenergie gegenüber der Laserenergie vor der Kompression. Die roten Ringe (○) entsprechen den Resultaten der Hutkrempe, die blauen Quadrate (□) sind Ergebnisse von Vergleichsschüssen mit flachen Folien. Analog zu den Experimenten mit den Hemisphären wurden Tests zur Defokussierung des Laserpulses durchgeführt. Die Größe der Ringe entspricht dem Grad der Defokussierung. Je größer der Laserfokus gewählt wurde, desto kleiner wurde die maximale Protonenenergie, bedingt durch die verringerte Intensität am Ort des Targets. Es konnte ebenso wie bei den Hemisphären in derselben Experimentkampagne kein Effekt der Energieerhöhung beobachtet werden. Die höchsten Energien ergaben sich für die best-focus-Einstellung. Damit ist der deutliche Anstieg der Energie ausschließlich auf die reduzierte Targetoberfläche zurückzuführen. Die im Experiment verwendeten freistehenden flachen Folien hatten eine Breite von  $2\text{ mm}$  und eine Höhe von  $3\text{ mm}$ , was einer Oberfläche von  $6\text{ mm}^2$  entspricht. Die Oberfläche der in Abbildung 6.5(a) gezeigten Kugelkalotte mit äußerem Ring berechnet sich zu  $0,13\text{ mm}^2$ . In Abschnitt 4.1.3 wurde mit Hilfe der strukturierten Targets die Quellgröße des Protonenstrahls auf der Targetrückseite bestimmt. Es ergab sich ebenfalls ein Wert von  $0,13\text{ mm}^2$ . Obwohl diese Größen übereinstimmen, kam es zu einem massiven Anstieg in der Protonenenergie bei der Bestrahlung der Hutkrempe im Gegensatz zu den flachen Folien, siehe Abbildung 6.5(b). Die Verkleinerung der Oberfläche führt nicht zu einem Verlust von Elektronen in transversaler Richtung. Anderweitig können diese Elektronen nicht zur Beschleunigung beitragen. Die höchste gemessene Energie lag bei  $40,4\text{ MeV}$ . Dies war das erste Experiment am PHELIX, bei dem die Marke von  $40\text{ MeV}$  überschritten werden konnte.





---

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

---

Die vorliegende Arbeit befasste sich mit dem Strahltransport von laserbeschleunigten Ionen. Durch den Einsatz eines gepulsten Hochfeldsolenoiden wurden die von flachen metallischen Folien beschleunigten Protonenstrahlen eingefangen und fokussiert. Es konnte gezeigt werden, dass laserbeschleunigte Ionen für eine Nachbeschleunigung und damit für weitere Anwendungen nutzbar gemacht werden können und dass ein Solenoid die geeignete Ionenoptik ist, um als primäres Bindeglied zwischen der Laser-Ionenbeschleunigung und konventionellen Beschleunigungsverfahren inklusive einer Strahlführung zu fungieren.

Es wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Experimentkampagnen am PHELIX-System des GSI - Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt durchgeführt, bei denen zwei verschiedene Solenoidtypen zum Einsatz kamen. Bereits die erste Kampagne lieferte beeindruckende Ergebnisse, die im Journal *Physics of Plasmas* veröffentlicht wurden, siehe Referenz [1]. Es konnten  $10^{12}$  Protonen bei der Designenergie des Systems von 2,3 MeV durch den Solenoiden kollimiert werden und erfolgreich über eine Strecke von über 300 mm transportiert werden. Es war das erste Mal, dass ein solch intensiver laserbeschleunigter Protonenstrahl über eine längere Strecke geführt werden konnte.

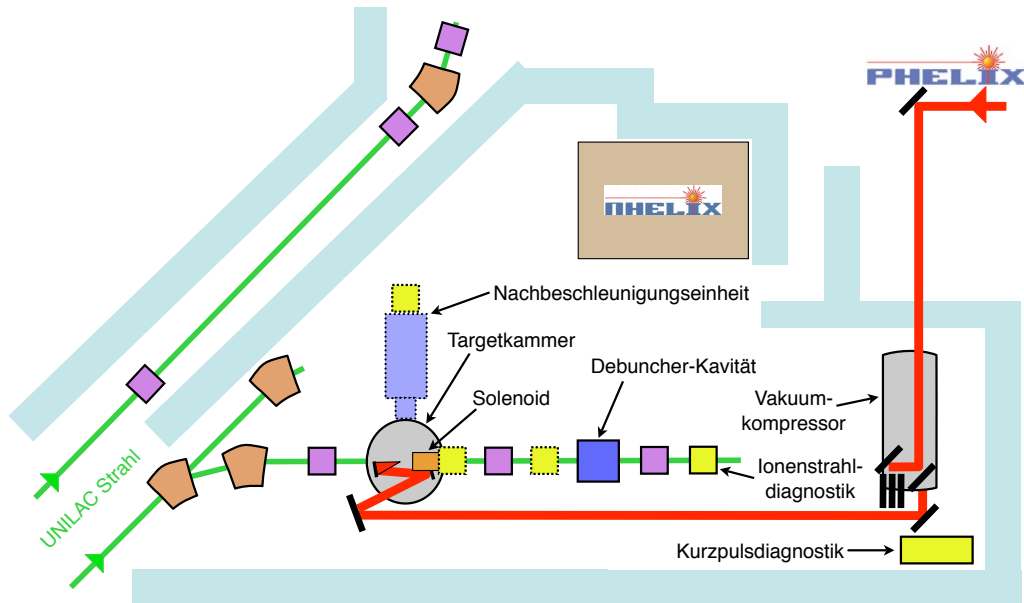
Zusätzlich wurden interessante Beobachtungen bezüglich der Wechselwirkung der mitfliegenden Elektronen mit den Protonen innerhalb des Solenoidfeldes gemacht. Die Elektronen wurden bedingt durch ihre kleinere Masse zur Symmetrieachse des Solenoiden gezwungen und bildeten dort ein starkes Raumladungsfeld, durch das die Protonen angezogen wurden. Dies führte zu einer Protonenaggregation auf die Achse, was den gleichen Effekt hatte wie eine stärkere Fokussierung des Solenoiden. Es konnten Protonenenergien über 6 MeV im RCF-Detektor beobachtet werden. Die Existenz des intensiven Elektronenstrahls auf der Solenoidachse konnte nicht nur in Computersimulationen gezeigt werden, sondern wurde auch experimentell nachgewiesen.

Durch die hohe magnetische Feldstärke kam es zur Induzierung von Wirbelströmen innerhalb des Targets. Dies führte zu einer Krümmung der Folie und damit zu einem Einschuss der beschleunigten Protonen in den Solenoiden unter einem Winkel zur Achse. Zusätzlich erzeugte der in den Solenoiden propagierende Strahl einen Kurzschluss innerhalb der Spule durch Einschlag auf die inneren Wände. Durch diese Effekte kam es zu einer gestörten Propagation der Protonen durch den Solenoiden, was sich in Modulationen der Intensitätsverteilung des Protonenstrahls im RCF-Detektor äußerte.

Diese Effekte konnten durch den Einsatz eines neuen Solenoiddesigns ausgeschaltet werden. Die neue Spule war so konstruiert, dass bei geringeren Feldstärken höhere Protonenenergien kollimiert werden konnten. Das Maximum lag im Bereich um 13 MeV. Außerdem konnte bei einer Protonenenergie von 6,5 MeV ein Fokus des Protonenstrahls erzeugt werden, der eine volle Halbwertsbreite von 1,2 mm mal 1,7 mm aufweist.

Durch die Verlängerung der Spule von 75 mm im ersten Solenoiddesign auf 150 mm kam es durch die mitfliegenden Elektronen nicht nur zu einer stärkeren Fokussierung der Protonen, sondern es bildeten sich zwei nahezu unabhängig voneinander agierende Protonenstrahlen innerhalb des Solenoiden aus. Diese überlagerten sich nach Verlassen des Solenoidfeldes und führten zu einer Ringstruktur in den Strahlprofilen, die mit den RCF aufgenommen wurden. Mit Hilfe von WARP-Simulationen konnte die Elektronen- und Protonendynamik innerhalb des Solenoidfeldes sowie die Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen berechnet und die RCF-Intensitätsverteilungen rekonstruiert werden, die eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigen.

Parallel zu den Experimenten zum Strahltransport wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen zur Proto-



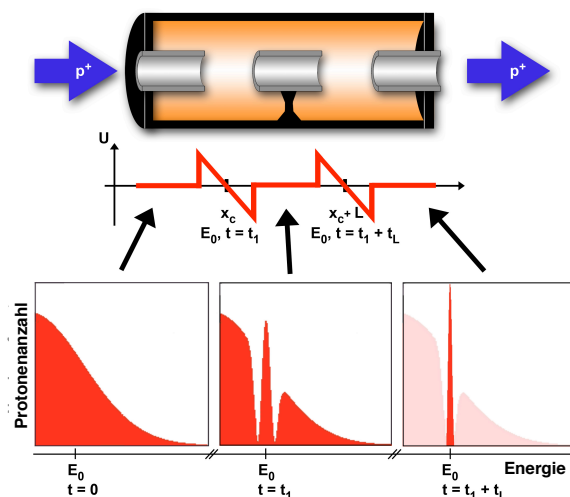
**Abbildung 7.1:** Übersicht über den Experimentierbereich Z6 an der GSI und die einzelnen Stufen des geplanten Teststands. Am linken Bildrand sieht man den Transferkanal vom UNILAC zum SIS 18. Die Stufen sind wie folgt: Aufbau der neuen 100 TW Strahlführung von Phelix an Z6. Implementierung des Solenoiden und einer Debuncher-Kavität zur Strahlformung. Mögliche Installation einer Nachbeschleunigungseinheit für einen ersten Test zur Einkopplung der laserbeschleunigten Protonen in eine konventionelle Beschleunigerstruktur. Zur Verfügung gestellt von B. Zielbauer.

nenbeschleunigung mit neuen Targetgeometrien durchgeführt. Zum Einsatz kamen hemisphärische Targets und Kugelkalotten. Bereits bekannte Ergebnisse wie die Erhöhung der Protonenenergie durch die Beschleunigung von Targets mit reduzierter Masse bzw. verkleinerten Oberflächen wurden reproduziert. Es konnten Protonen auf Energien über 40 MeV beschleunigt werden. Zusätzlich wurde bei der Verwendung von hemisphärischen Targets ein neuer Effekt beobachtet. Durch die Defokussierung des Laserstrahls auf dem Apex der Hemisphäre kam es zu einer massiven Erhöhung der maximalen Protonenenergie. PIC-Simulationen der Protonenbeschleunigung zeigten einen fokussierenden Effekt der Elektronen und Protonen innerhalb der Hemisphäre. Die Elektronendichte erhöhte sich im Bereich der Symmetrieachse und damit auch die Stärke des beschleunigenden elektrischen Feldes. Dadurch wurden die Protonen auf höhere Energien beschleunigt, obwohl die Laserintensität auf dem Target durch die Defokussierung des Strahls um mehr als eine Größenordnung verringert wurde. Es zeigte sich, dass der Effekt der Energieerhöhung äußerst sensitiv auf das Strahlprofil des Lasers reagiert. Im zweiten PHELIX-Experiment konnte bedingt durch veränderte Strahleigenschaften keine Energieerhöhung für hemisphärische Targets beobachtet werden.

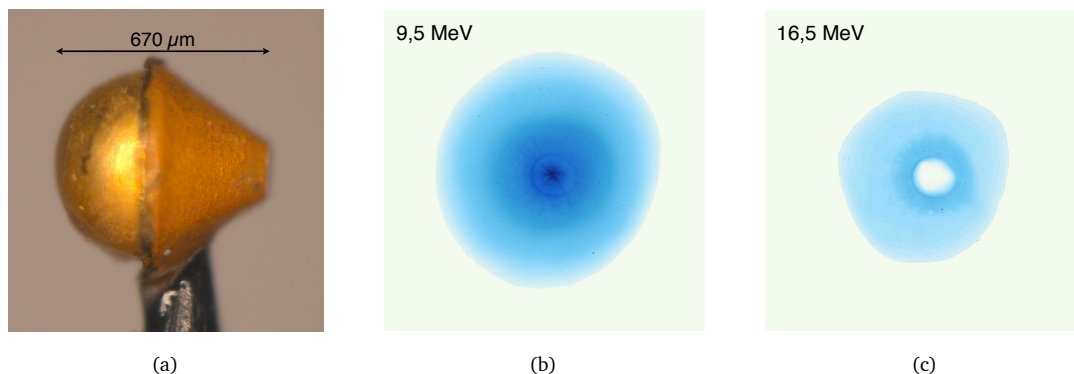
Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die zukünftigen Projekte, die im Bereich des Strahltransportes und der Anwendung von laserbeschleunigten Strahlen geplant sind. Durch die Ergebnisse der hier vorgestellten Experimente wurde ein Projekt zur Untersuchung laserbeschleunigter Strahlen und deren mögliche Nachbeschleunigung mit konventionellen Beschleunigern angestoßen. Dies wird in Kapitel 7.1 vorgestellt. Neue Targetgeometrien bestehend aus der Kombination einer Hemisphäre und einem anschließenden Konus wurden in einem ersten Experiment am PHELIX getestet und werden für zukünftige Kampagnen weiterentwickelt, siehe Kapitel 7.2. Weiterhin wird intensiv versucht, die Energiebreite des Spektrums der laserbeschleunigten Ionen zu modifizieren. Dazu ist ein Experiment am Callisto Laser der Jupiter Laser Facility am Lawrence Livermore National Laboratory in den USA angesetzt. Die Ideen und Ziele werden in Kapitel 7.3 erläutert.

## 7.1 Aufbau eines Teststands an der GSI

Im Zuge der Fortführung der Forschung im Bereich der Laser-Ionenbeschleunigung wurde ein Projekt gestartet, das das Ziel verfolgt, einen Teststand für die Laser-Ionenbeschleunigung an der GSI aufzubauen. Dort werden die Strahlen detailliert charakterisiert, im Hinblick auf eine Nachbeschleunigung mit konventionellen Beschleunigerstrukturen. Dabei wird auch eine mögliche Einkopplung der Strahlen in ein Synchrotron wie das SIS 18 an der GSI diskutiert. Das Projekt wird von mehreren Gruppen getragen. Dies sind neben der TU-Darmstadt und der GSI die Universität Frankfurt, das Helmholtzinstitut Jena und das Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. Der Aufbau des Teststands gliedert sich in verschiedene Stufen und wurde für den Experimentierplatz Z6 an der GSI ausgelegt. Abbildung 7.1 zeigt eine Übersichtsskizze des Experimentierplatzes Z6. Am linken Bildrand befindet sich der Transferkanal vom UNILAC zum SIS 18. Die erste Stufe des Teststands besteht im Aufbau der neuen 100 TW-Strahlführung von Phelix nach Z6. Der Vakuumkompressor ist bereits vor Ort installiert und mit dem Bau der Strahlrohre und der Kurzpulsdiagnostik wird in Kürze begonnen. Sobald der Laserstrahl in der Targetkammer zur Verfügung steht und Protonen beschleunigt werden können, wird als zweite Stufe ein Solenoid zur Strahlkollimierung installiert, in der Skizze orange eingezeichnet. Der dritte Schritt nach der Kollimierung wird eine Debuncher-Kavität sein. Durch eine Driftstrecke zwischen Solenoid und Debuncher-Kavität liegt die Pulslänge des Strahls je nach Energie der Protonen durch die Energieunschärfe im Bereich von Nanosekunden. In der Debuncher-Kavität wird mit Hilfe von RF-Feldern (engl.: RF-Radio Frequency) der Strahl in seiner Energiebreite auf  $\Delta E/E < 1\%$  komprimiert und gleichzeitig zeitlich auseinander gezogen. Dieses Prinzip wurde erstmalig für laserbeschleunigte Protonen von Noda *et al.* präsentiert [90]. Abbildung 7.2 gibt eine schematische Übersicht über diesen Vorgang. Abschließend wird der Strahl mit Hilfe von speziellen Diagnostiken, wie z.B. einem pepper-pot-System, analysiert. Der große Vorteil am Experimentierplatz Z6 ist, dass die Komponenten in die bereits bestehende Strahlführung des UNILAC-Strahls problemlos integriert werden können. Zusätzlich bietet der Experimentierplatz genug Raum zur Installation einer Nachbeschleunigungseinheit, siehe Abbildung 7.1, für einen ersten Test zur Einkopplung in eine konventionelle Beschleunigerstruktur. Die Details des Projekts sind in dem Projektbereich „*Laser Ion Acceleration Test Stand at GSI*“ (Prof. M. Roth, Dr. B. Zielbauer) zusammengefasst.



**Abbildung 7.2:** Schema einer Debuncher-Kavität mit zwei Beschleunigungsstufen zur Komprimierung des Strahls in der Energie. Zwischen den einzelnen Kavitäten liegt die Beschleunigerspannung an. Die Protonen fliegen zum Zeitpunkt  $t = 0$  in die Kavität ein. Nach der ersten Kompression,  $t = t_1$ , hat sich ein starker Peak in der Energieverteilung ausgebildet, welcher in der zweiten Stufe weiter verstärkt und komprimiert wird,  $t = t_1 + t_L$ . Zur Verfügung gestellt von F. Nürnberg.



**Abbildung 7.3:** a): Aufnahme eines kombinierten Targets aus Hemisphäre und Konus. b): RCF nach Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen von dem kombinierten Target. Es zeigt sich eine hohe Strahlintensität im Zentrum, die von einem fokussierenden Effekt des Konus herrührt. c): Für höhere Energien zeigt sich ein charakteristischer Protonen freier Raum im Zentrum des Strahlprofils, umgeben von einem Ring hoher Intensität. Das transversale elektrische Feld des Konus führt zu einer starken Ablenkung der Protonen, die eine Überfokussierung oder sogar eine Oszillationsbewegung bewirkt. Weitere detaillierte Erläuterungen siehe Text.

## 7.2 Neue Targetgeometrien

Weitere einzigartige Targetgeometrien kamen im zweiten PHELIX-Experiment zum Einsatz und werden momentan im Targetlabor des Instituts für Kernphysik an der TU-Darmstadt weiter entwickelt.

Die Targets sind eine Kombination aus einer Hemisphäre und einem aufgesetzten Konus. Die Beschleunigung von Protonen unter Verwendung dieser Targets ist intensiv simuliert und in einem ersten Experiment untersucht worden, siehe Referenz [91]. Hintergrund war, die Ausbreitung der Protonen durch eine Aufladung des Konus durch die bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung entstandenen Elektronen zu beeinflussen, um so die hohe Divergenz des Strahles zu reduzieren.

Abbildung 7.3(a) zeigt eine Aufnahme einer aus Gold gefertigten Hemisphäre mit angeklebtem Goldkegel. Die bei der Bestrahlung des Lasers auf der Vorderseite der Hemisphäre erzeugten Elektronen breiten sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit im Material der Hemisphäre und des Konus aus. Dies bewirkt, dass es nicht nur zu einer Beschleunigung von Protonen und einer Plasmaexpansion auf der Innenseite der Hemisphäre kommt, sondern es treten zusätzlich auch TNSA-Beschleunigungen an der Innenfläche des Konus auf. Das führt zu einer Propagation von Elektronen und Protonen zur Symmetrieachse des Targets. In den durchgeführten PIC-Simulationen sieht man deutlich die Ausbildung eines starken transversalen elektrischen Feldes am Ausgang des Konus, bedingt durch die TNSA-Effekte an den Innenwänden. Dieses elektrische Feld hat massiven Einfluss auf die Ausbreitung der laserbeschleunigten Protonenstrahlen, die es passieren. In Abbildung 7.3(b) ist ein RCF nach der Bestrahlung mit laserbeschleunigten Protonen gezeigt bei einer Teilchenenergie von 9.5 MeV. Deutlich zeichnet sich eine hohe Intensität im Zentrum ab. Diese Protonen wurden durch das auf die Achse propagierende Plasma fokussiert. Das Prinzip ist dasselbe wie bei dem in der Einleitung von Kapitel 5 erläuterten Experiment mit der Mikrolinse, siehe Referenz [40]. Eine weitere interessante Beobachtung wurde für höhere Protonenenergien gemacht. Der RCF weist einen nahezu protonenfreien Bereich um die Strahlachse auf, eingeschlossen in einen Ring hoher Intensität, siehe Abbildung 7.3(c). Hochenergetische Protonen können das kollimierende Feld ohne große Ablenkung durchqueren und können weiterhin die Wand des Konus in ihrer Flugbahn durchdringen. Auf der Aussenseite des Konus zeigt sich in den PIC-Simulationen ein elektrisches Feld mit umgekehrten Vorzeichen, das die Protonen nach aussen ablenkt. Damit ist aber nur ein Teil der hochenergetischen Protonen aus dem Zentralbereich ausgelenkt worden. Achsnahe Protonen verlassen den Konus durch dessen Öffnung. Das transversale elektrische Feld hat eine Stärke von bis zu 0,4 TV/m. Beim Eintreffen der Protonen beträgt

---

die Feldstärke ca. 0,3 TV/m und nimmt für mehrere 100 fs minimal ab. Die genaue Protonendynamik wird aktuell noch untersucht. Erste Ansätze führen zu der Erklärung, dass es zu einer Überfokussierung der Protonen im transversalen elektrischen Feld kommt. Am Ausgang des Konus behalten die Protonen ihren starken transversalen Impuls bei, der sie von der Achse weg auslenkt. Dadurch entsteht ein protonenfreier Raum in der Strahlmitte der RCF. Für kleinere Energien und spätere Zeiten, die in der PIC-Simulation nicht mehr berechnet werden konnten, ist das transversale Feld soweit abgeschwächt, dass es nur noch zu einer Fokussierung der Protonen kommt, siehe Abbildung 7.3(b). In einem weiteren Experiment am Z-Petawatt Laser des Sandia National Laboratory in NM, USA werden die kombinierten Targets aus Hemisphäre und Konus weiter untersucht. Dabei kommen verschiedene Targets mit unterschiedlichen Größen zum Einsatz, um zu untersuchen, wie sich die Protonenpropagation bei verkleinertem Durchmesser der Hemisphäre oder der Ausgangsöffnung des Konus ändert.

---

### 7.3 Targetpräparation

---

In den Kapiteln 5.6 und 5.9 hatte sich gezeigt, dass es sinnvoll ist, die Energiebreite des Protonenstrahls bereits bei der Beschleunigung zu verkleinern, um Teilchenverluste im Solenoiden und die Vergrößerung der Emittanz bei der Fokussierung durch das Solenoidfeld zu minimieren. Motiviert durch Experimente zur Erzeugung quasi-monoenergetischer Ionen von Monolagen, siehe Referenzen [36–38] und aufbauend auf den in Kapitel 3 vorgestellten Oberflächenanalysen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Experimentantrag zur Erzeugung quasi-monoenergetischer Protonen verfasst. Der Titel des Experiments lautet: „*Laser acceleration of quasi-monoenergetic ions from monolayers by the use of laser-induced desorption*“. Der Antrag wurde an der Jupiter Laser Facility des Lawrence Livermore National Laboratory eingereicht und akzeptiert. Die Experimentierzeit findet erst nach Beendigung dieser Arbeit statt.

In diesem Experiment werden die Targets, bestehend aus flachen metallischen Folien, mit Hilfe eines Desorptionslaserstrahls vor der eigentlichen Beschleunigung von Oberflächenkontaminationen (Kohlenwasserstoffen) gereinigt. Der Desorptionsprozess führt zu einer blanken metallischen Folie, ohne dass das Festkörpergitter an der Oberfläche aufgeheizt oder sogar zerstört wird. Um das zu erreichen, ist die Intensität des Lasers gering im Vergleich zum Treiberpuls der Protonenbeschleunigung. Sie liegt im Bereich von  $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> -  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>. Dies ist abhängig vom jeweiligen Targetmaterial. Zusätzlich wird die Reinigung mit einem Laserpuls durchgeführt, dessen Pulslänge deutlich unter einer Pikosekunde liegt. Der Grund hierfür ist, dass die Relaxationszeit der Phononen im Festkörper einige hundert Femtosekunden beträgt. Die Energie des Lasers wird daher nahezu ausschließlich in die Anregung der Oberflächenatome transferiert, und das Aufheizen des Gitters ist vernachlässigbar gering. Frühere Experimente zur Oberflächenreinigung mit gepulsten Lasern im Nanosekundenbereich [92] führten zu einer Plasmaerzeugung auf der Oberfläche und zu einem hohen Eintrag an Energie in den Festkörper, der bis zur Zerstörung der Folie führen konnte.

Zur Erzeugung der quasi-monoenergetischen Protonen wird im zweiten Schritt nach der Reinigung durch kontrollierte Readsorption von Restgasatomen eine Monolage von Kohlenwasserstoffen auf der Targetoberfläche gezüchtet. Die regulierenden Parameter sind der Druck in der Targetkammer und die Zeit, in der die Adsorption stattfindet. Diese liegt im Bereich zwischen 100 ms und einer 1 s. Bei Raumtemperatur und einem Druck von  $10^{-6}$  mbar in der Vakuumkammer ist ein Festkörper nach einer Sekunde mit einer Monolage Kohlenwasserstoffen belegt. Der Druck in Lasertargetkammern liegt normalerweise im Bereich von  $10^{-5}$  mbar -  $10^{-7}$  mbar. Der eigentliche Hauptpuls zur Ionenbeschleunigung der Monolage auf quasi-monoenergetische Energien ist mit dem Desorptionspuls synchronisiert und wird mit einer zeitlichen Verzögerung von  $n \cdot 100$  ms auf der Targetvorderseite die Teilchenbeschleunigung starten. Die Stärke des Desorptionspulses wird bestimmt durch die Ablagerungen auf den Targetoberflächen, die mit Hilfe des ERDA-Verfahrens bestimmt wurden, siehe Kapitel

---

3.2. Zu einer vollständigen Reinigung des Targets von Kohlenwasserstoffen wird der Desorptionspuls aufgeteilt, um sowohl die Vorderseite als auch die Rückseite der Targetfolien zu säubern. Damit kann die Beschleunigung von Protonen von der Targetvorderseite unterdrückt werden, siehe Referenz [27].

Die Verfügbarkeit eines intensiven Ionenstrahls mit niedrigster Energiebreite ist nicht nur für das Forschungsgebiet der Laser-Ionenquelle mit anschließender Nachbeschleunigung interessant, sondern wird auch Anwendung finden in Bereichen der Physik der hohen Energiedichte zur Erzeugung von exotischen Zuständen der Materie wie *warm dense matter* [13], in der Trägheitsfusionsforschung durch das Konzept der *proton fast ignition* [31], aber auch darüberhinaus finden diese Strahlen Anwendung in Teilgebieten der Medizin [34].



---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] K. Harres, I. Alber, A. Tauschwitz, V. Bagnoud, H. Daido, M. Günther, F. Nürnberg, A. Otten, M. Schollmeier, J. Schüttrumpf, M. Tampo and M. Roth, *Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field*, Physics of Plasmas, **17**, 023107 (2010)
- [2] A. Frank, A. Blažević, P. L. Grande, K. Harres, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, R. Knobloch-Maas, P. G. Kuznetsov, F. Nürnberg, A. Pelka, G. Schaumann, G. Schiwietz, A. Schökel, M. Schollmeier, D. Schumacher, J. Schüttrumpf, V. V. Vatulín, O. A. Vinokurov and M. Roth, *Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma*, Physical Review E, **81**, 026401, (2010)
- [3] D.H.H. Hoffmann, N.A. Tahir, S. Udrea, O. Rosmej, C.V. Meister, D. Varentsov, M. Roth, G. Schaumann, A. Frank, A. Blažević, J. Ling, A. Hug, J. Menzel, Th. Hessling, K. Harres, M. Günther, S. El-Moussati, D. Schumacher and M. Imran, *High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena*, Contrib. Plasma Phys. **50**, No. 1, 7–15 (2010)
- [4] V. Bagnoud, B. Aurand, Blažević, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D.H.H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer and K. Witte, *Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*, Applied Physics B, published online, DOI 10.1007/s00340-009-3855-7 (2009)
- [5] M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C. R. D. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S. Glenzer, G. Gregori, M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A. Kritcher, N. Kugland, S. LePape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, A. Pelka, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schüttrumpf, M. Tampo, A. Tauschwitz and An. Tauschwitz, *Proton acceleration experiments and warm dense matter research using high power lasers*, Plasma Physics and Controlled Fusion, **51**, 124039 (2009)
- [6] F. Nürnberg, M. Schollmeier, E. Brambrink, A. Blažević, D. C. Carroll, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, K. Harres, B. M. Hegelich, O. Lundh, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, J. Schreiber and M. Roth, *Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams*, Review of Scientific Instruments, **80**, 033301 (2009)
- [7] K. Harres, M. Schollmeier, E. Brambrink, P. Audebert, A. Blažević, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, F. Nürnberg, J. Schreiber, H. Wahl and M. Roth, *Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions*, Review of Scientific Instruments, **79**, 093306 (2008)
- [8] M. Schollmeier, S. Becker, M. Geißel, K. A. Flippo, A. Blažević, S. A. Gaillard, D. C. Gautier, F. Grüner, K. Harres, M. Kimmel, F. Nürnberg, P. Rambo, U. Schramm, J. Schreiber, J. Schüttrumpf, J. Schwarz, N. A. Tahir, B. Atherton, D. Habs, B. M. Hegelich and M. Roth, *Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices*, Physical Review Letters, **101**, 055004 (2008)

- 
- [9] K. A. Flippo, E. d'Humières, S. A. Gaillard, J. Rassuchine, D. C. Gautier, M. Schollmeier, F. Nürnberg, J. L. Kline, J. Adams, B. Albright, M. Bakeman, K. Harres, R. P. Johnson, G. Korgan, S. Letzring, S. Malekos, N. Renard-LeGalloudec, Y. Sentoku, T. Shimada, M. Roth, T. E. Cowan, J. C. Fernández and B. M. Hegelich, *Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets*, Physics of Plasmas, **15**, 056709 (2008)
- [10] M. Schollmeier, K. Harres, F. Nürnberg, A. Blažević, P. Audebert, E. Brambrink, J. C. Fernández, K. A. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, J. Schreiber and M. Roth, *Laser beam-profile impression and target thickness impact on laser-accelerated protons*, Physics of Plasmas, **15**, 053101 (2008)
- [11] Marius Schollmeier, M. Roth, A. Blažević, E. Brambrink, J.A. Cobble, J.C. Fernandez, K.A. Flippo, D.C. Gautier, D. Habs, K. Harres, B.M. Hegelich, T. Heßling, D.H.H. Hoffmann, S. Letzring, F. Nürnberg, G. Schaumann, J. Schreiber, K. Witte, *Laser ion acceleration with micro-grooved targets*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **577**, 186-190 (2007)
- [12] M. Günther, K. Sonnabend, E. Brambrink, K. Vogt, V. Bagnoud, K. Harres and M. Roth, *A novel nuclear pyrometry for the characterization of the high-energy bremsstrahlung and electrons produced in relativistic laser-plasma interactions*, submitted to Phys. Rev. E
- [13] A. Pelka, G. Gregori, D. O. Gericke, J. Vorberger, S. H. Glenzer, M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A. L. Kritcher, N. L. Kugland, B. Li, M. Makita, J. Mithen, D. Neely, C. Niemann, A. Otten, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, A. Tauschwitz and M. Roth, *Ultra-fast melting of carbon induced by intense proton beams*, Veröffentlichung in Vorbereitung
- [14] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493 (1960)
- [15] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56**, 219 (1985)
- [16] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J. P. Rousseau, D. Umstadter and D. Hulin, *Production of a kev x-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction*, Phys. Rev. Lett. **93**, 13, 135005 (2004)
- [17] K. W. D. Ledingham, P. McKenna and R. P. Singhal, *Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers*, Science **300**, 5622, 1107-1111 (2003)
- [18] B. A. Remington, D. Arnett, R. P. Drake and H. Takabe, *Experimental astrophysics - modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers*, Science **284**, 5419, 1488-1493 (1999)
- [19] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinski, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry and R. J. Mason, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Physics of Plasmas **1**, 5, 1626 (1994)
- [20] E. I. Moses, R. N. Boyd, B. A. Remington, C. J. Keane and R. Al-Ayat, *The National Ignition Facility: Ushering in a new age for high energy density science*, Physics of Plasmas **19**, 041006 (2009)
- [21] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart and R. Kristal, *Fast Ions and hot electrons in the laser-plasma interaction*, Phys. Fluids **29**, 2679 (1986)
- [22] J. E. Crow, P.L. Auer and J. E. Allen, *Plasma Expansion into Vacuum*, J. Plasma Phys. **14**, 65 (1975)

- 
- [23] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry and E. M. Campbell, *Intense high-energy proton beams from Petawatt-laser irradiation of solids*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945–8 (2000)
- [24] E. Clark, K. Krushelnick, J. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. Beg, A. Machacek, P. Norreys, M. Santala, I. Watts and A. Dangor, *Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids*, Phys. Rev. Lett. **84**, 670–3 (2000)
- [25] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter and V. Yu. Bychenkov, *Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4108 (2000)
- [26] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon and R. A. Snavely, *Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions*, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001)
- [27] M. Allen, P. K. Patel, A. Mackinnon, D. Price, S. Wilks and E. Morse, *Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils*, Phys. Rev. Lett. **93**, 265004 (2004).
- [28] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Grismayer, S. Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian and O. Willi, *Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons*, Phys. Rev. Lett. **95**, 195001 (2005)
- [29] A. J. Mackinnon, P. K. Patel, M. Borghesi, R. C. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, S. P. Hatchett, D. Hey, D. G. Hicks, S. Kar, M. H. Key, J. A. King, K. Lancaster, D. Neely, A. Nikkro, P. A. Norreys, M. M. Notley, T. W. Phillips, L. Romagnani, R. A. Snavely, R. B. Stephens and R. P. J. Town, *Proton Radiography of a Laser-Driven Implosion*, Phys. Rev. Lett. **97**, 045001 (2006)
- [30] P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Ford, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P. T. Springer, and R. Stephens, *Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultra fast Proton Beam*, Phys. Rev. Lett., **91**, 125004 (2003)
- [31] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry and H. Powell, *Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams*, Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001)
- [32] K. Krushelnick, E. L. Clark, R. Allott, F. N. Beg, C. N. Danson, A. Machacek, V. Malka, Z. Najmudin, D. Neely, P. A. Norreys, M. R. Salvati, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, M. Zepf and A. E. Dangor, *Ultrahigh-intensity laser-produced plasmas as a compact heavy ion injection source*, IEEE Transactions on Plasma Science **28**, 1184 (2000)
- [33] E. Fourkal, B. Shahine, M. Ding, J. S. Li, T. Tajima and C. M. Ma, *Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy*, Med. Phys. **29**, 2788–98 (2002)
- [34] S. V. Bulanov and V. S. Khoroshkov, *Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy*, Plasma Physics Reports **28**, 453 – 456 (2002)
- [35] E. Brambrink, J. Schreiber, T. Schlegel, P. Audebert, J. Cobble, J. Fuchs, M. Hegelich and M. Roth, *Transverse characteristics of short-pulse laser-produced ion beams: a study of the acceleration dynamics*, Phys. Rev. Lett. **96**, 154801 (2006)

- 
- [36] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze and J. C. Fernández, *Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams*, Nature **439**, 441–4 (2006)
- [37] H. Schwöerer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham and T. Esirkepov, *Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets*, Nature **439**, 445–8 (2006)
- [38] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P. V. Nickles, M. Kalashnikov, E. Risse, T. Sokollik, W. Sandner, A. Andreev and V. Tikhonchuk, *Quasimonoenergetic deuteron bursts produced by ultraintense laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **96**, 145006 (2006)
- [39] A. P. L. Robinson and P. Gibbon, *Production of proton beams with narrow-band energy spectra from laser-irradiated ultrathin foils*, Phys. Rev. E **75**, 015401(R) (2007)
- [40] T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs, E. d’Humieres, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, A. Pipahl, L. Romagnani and O. Willi, *Ultrafast Laser-Driven Microlens to Focus and Energy-Select Mega-Electron Volt Protons*, Science **312**, 410 (2006)
- [41] S. Elizier, *The interaction of high-power lasers with plasmas*, Series in Plasma Physics, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (2002)
- [42] M. Schollmeier, *Optimization and control of laser-accelerated proton beams*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Schlossgartenstraße 9, 64289 Darmstadt (2008)
- [43] H. Boot and R. B. R. Shersby-Harvie, *Charged Particles in a Non-uniform Radio-frequency Field*, Nature **180**, 1187 (1957)
- [44] F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. LeSage, N. C. Luhmann Jr., J. G. Woodworth, M. D. Perry, Y. J. Chen and A. K. Kerman, *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*, Phys. Rev. E **51**, 4833–4843 (1995).
- [45] W. L. Kruer, *The physics of laser plasma interactions*, Addison-Wesley, New York, (1988)
- [46] F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52–5 (1987)
- [47] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser electron accelerator*, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979)
- [48] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton and K. Krushelnick, *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, Nature **431**, 535–8 (2004)
- [49] C. G. R. Geddes, C. S. Toth, J. Van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, Nature **431**, 538–41 (2004)
- [50] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, *A laser plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, Nature **431**, 541–544 (2004)
- [51] A. Pukhov and J. Meyer-Ter-Vehn, *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*, Applied Physics B Lasers and Optics **74**, 355 (2002)

- 
- [52] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker, *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, Nature Phys. **2**, 696–9 (2006)
- [53] F. Jüttner, *Das Maxwellsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Relativtheorie*, Annalen der Physik **339**, 856 – 82 (1911)
- [54] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton and S. C. Wilks, *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research*, Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998)
- [55] Y. Ping, R. Shepherd, B. F. Lasinski, M. Tabak, H. Chen, H. K. Chung, K. B. Fournier, S. B. Hansen, A. Kemp, D. A. Liedahl, K. Widmann, S. C. Wilks, W. Rozmus and M. Sherlock, *Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime*, Phys. Rev. Lett. **100**, 085004 (2008)
- [56] M. Roth, A. Blazevic, M. Geissel, T. Schlegel, T. E. Cowan, M. Allen, J.-C. Gauthier, P. Audebert, J. Fuchs, J. Meyer-ter-Vehn, M. Hegelich, S. Karsch and A. Pukhov, *Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties*, Phys. Rev. STAB, **5**, 061301 (2002)
- [57] M. N. Quinn, D. C. Carroll, X. H. Yuan, P. McKenna, K. Markey, S. Kar, M. Zepf, M. Günther, K. Harres, F. Nürnberg, M. Roth, K. L. Lancaster and D. Neely, *Spatial intensity mapping of Petawatt laser focus into fast electron transport*, Central Laser Facility annual report, 60-62 (2008)
- [58] E. Martinolli, M. Koenig, S. D. Baton, J. J. Santos, F. Amiranoff, D. Batani, E. Perelli-Cippo, F. Scianitti, L. Gremillet, R. Mèlizzi, A. Decoster, C. Rousseaux, T. A. Hall, M. H. Key, R. Snavely, A. J. Mackinnon, R. R. Freeman, J. A. King, R. Stephens, D. Neely and R. J. Clarke, *Fast-electron transport and heating of solid targets in high-intensity laser interactions measured by  $K_\alpha$  fluorescence*, Phys. Rev. E **73**, 046402 (2006)
- [59] A. Pukhov, *Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3562 (2001)
- [60] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik, **322**, Nr. 6, S. 132–148 (1905)
- [61] W. Göpel, C. Ziegler, *Struktur der Materie: Grundlagen, Mikroskopie und Spektroskopie*, Teubner, Stuttgart (1994)
- [62] E. Rutherford, *The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine. Series 6, **21**, 669-688 (1911)
- [63] J. P. Biersack J. F. Ziegler and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon Press, New York, (1985). Online verfügbar unter <http://www.srim.org>. (2010)
- [64] W. L. McLaughlin, M. Al-Sheikhly, D. F. Lewis, A. Kovacs, and L. Wojnarovits, in *Irradiation of Polymers*, ACS Symposium Series, edited by R. L. Clough and S. W. Shalaby, American Chemical Society, Washington, D.C., 1996, Chap. 11.

- 
- [65] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin and P. Audebert, *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*, Nature Phys. **2**, 48 (2006)
- [66] M. Reiser, *Theory and Design of Charged Particle Beams*, Wiley, Albuquerque, NM (1994)
- [67] T. Winkelmann, R. Cee, T. Haberer, N. Naas, A. Peters, S. Scheloske, P. Spädtke and K. Tinschert, *Electron cyclotron resonance ion source experience at the Heidelberg Ion Beam Therapy Center*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A331 (2008)
- [68] J. A. Rowlands, *The physics of computed radiography*, Phys. Med. Biol. **47**, R-123-R-166 (2002)
- [69] R. P. Johnson, N. K. Moncur, J. A. Cobble, R. G. Watt and R. B. Gibson, *Trident as an ultrahigh irradiance laser*, Proc. SPIE **2377**, 294 (1995)
- [70] J. L. Wiza, *Microchannel plate detectors*, Reprint from Nuclear Instrum. and Meth. **162**, 587 (1979)
- [71] <http://www.pco.de/de/sensitive-kameras/pixelfly-qe>, PCO AG, Donaupark 11, 93309 Kelkheim, Germany (Mai 2010)
- [72] A. P. Fewes, *Fully automated image analysis of etched tracks in CR-39*, Nuclear Instrum. and Meth. B **71**, 465 (1992)
- [73] T. Weiland, *Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods*, International Journal of Numerical Modelling, Electronic Networks, Devices and Fields, **9**, 295 (1996)
- [74] D. S. Hey, M. H. Key, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, P. K. Patel, R. R. Freeman, L. D. Van Woerkom and C. M. Castaneda, *Use of GafChromic film to diagnose laser generated proton beams*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 053501 (2008)
- [75] <http://www.proxitronic.de>, Proxitronic Industries AG, Robert-Bosch-Straße 32b, 64625 Bensheim, Germany
- [76] <http://www.colutron.com/products/imaging/pscreen.html>, Colutron Research Corporation 2321 Yarmouth Ave. Boulder, CO 80301 USA (Mai 2010)
- [77] E. Brambrink, J. Schreiber, T. Schlegel, P. Audebert, J. Cobble, J. Fuchs, M. Hegelich and M. Roth, *Transverse Characteristics of Short-Pulse Laser-Produced Ion Beams: A Study of the Acceleration Dynamics*, Phys. Rev. Lett. **96**, 154801 (2006)
- [78] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronquellen*, Teubner Studienbücher: Physik, B.G. Teubner, Stuttgart (1996)
- [79] S. Humphries Jr., *Principles of charged particle acceleration*, Wiley, New York (1986)
- [80] C. Palmer, C. Bellei, A. E. Dangor, S. Kneip, S. P. D. Mangles, S. R. Nagel, Z. Najmudin, L. Willingale, R. J. Clarke, R. Heathcote, A. Henig and J. Schreiber, M. C. Kaluza and A. Sävart, *Proton energy spectra from ultra-intense laser interactions with film targets of varying thicknesses*, Central Laser Facility annual report, 52-55 (2008)
- [81] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, R. Polster, P. V. Nickles, and W. Sandner, *First demonstration of collimation and monochromatisation of a laser accelerated proton burst*, Laser and Particle Beams, **26**, 637-642 (2008)



- 
- [82] T. E. Cowan, M. Roth, J. Johnson, C. Brown, M. Christl, W. Fountain, S. Hatchett, E. A. Henry, A. W. Hunt, M. H. Key, A. MacKinnon, T. Parnell, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, T. C. Sangster, M. Singh, R. Snavelly, M. Stoyer, Y. Takahashi, S. C. Wilks and K. Yasuike, *Intense electron and proton beams from PetaWatt laser-matter interactions*, Nucl. Instrum. and Meth. A, **455**, 130-139 (2000)
- [83] P. Mora, *Plasma expansion into a vacuum*, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003)
- [84] D. P. Grote, A. Friedman, J.-L. Vay, I. Haber, *The WARP code: Modeling high intensity ion beams* AIP Conf. Proc., **749**, 55-58 (2005)
- [85] F. Nürnberg, I. Alber, A. Friedman, D. P. Grote, K. Harres, B. G. Logan, M. Schollmeier and M. Roth, *Warp simulations for capture and control of laser-accelerated proton beams*, to appear in Journal of Physics Conference Series (JPCS), The Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2009) (für die Veröffentlichung akzeptiert)
- [86] F. Nürnberg, *Ionoptical Elements to Control Laser-Accelerated Proton Beams*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Schlossgartenstraße 9, 64289 Darmstadt (2010), in *Bearbeitung*
- [87] I. Hofmann, A. Orzhekhovskaya, S. Yaramyshev, I. Alber, K. Harres and M. Roth, *Laser accelerated ions and their potential for therapy accelerators*, Proceedings of the 11th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology (HIAT09) (für die Veröffentlichung akzeptiert)
- [88] T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, Y. Sentoku, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. C. Fernandez, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. P. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Pepin, and N. Renard-LeGalloudec, *Ultra-low emittance, high current proton beams produced with a laser-virtual cathode sheath accelerator*, Nucl. Instr. and Meth. A **544**, 277 – 284 (2005)
- [89] M. Bonitz, G. Bertsch, V. S. Filinov and H. Ruhl, *Introduction into Computational Methods in Many Body Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (2004)
- [90] A. Noda, M. Hashida, Y. Iwashita, S. Nakamura, S. Sakabe, S. Shimizu, T. Shirai, T. Takeuchi, H. Tongu, A. Fukumi, Z. Li, K. Matsukado, H. Daido, T. Hosokai, H. Iijima, K. Kinoshita, K. Yoshii, T. Watanabe and M. Uesaka, *Laser produced ions as an injection beam for cancer therapy facility*, Proceedings of LINAC, Lübeck, Germany (2004)
- [91] O. Deppert, *Auswirkungen komplexer Targetgeometrien auf die Divergenz lasererzeugter Ionenstrahlen*, Master-Arbeit, Technische Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, Schlossgartenstraße 9, 64289 Darmstadt (2010)
- [92] J. C. Fernandez, B. M. Hegelich, J. A. Cobble, K. A. Flippo, S. A. Letzring, R. P. Johnson, D.C. Gautier, T. Shimada, G. A. Kyrala, Y. Wang, C. J. Wetteland and J. Schreiber, *Laser-ablation treatment of short-pulse laser targets: Toward an experimental program on energetic-ion interactions with dense plasmas*, Laser Part. Beams **23**, 95-100 (2005)



---

## Veröffentlichungen

---

- I. **K. Harres**, I. Alber, A. Tauschwitz, V. Bagnoud, H. Daido, M. Günther, F. Nürnberg, A. Otten, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo and M. Roth, *Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field*, Physics of Plasmas, **17**, 023107 (2010)
- II. A. Frank, A. Blažević, P. L. Grande, **K. Harres**, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, R. Knobloch-Maas, P. G. Kuznetsov, F. Nürnberg, A. Pelka, G. Schaumann, G. Schiwietz, A. Schökel, M. Schollmeier, D. Schumacher, J. Schütrumpf, V. V. Vatulín, O. A. Vinokurov and M. Roth, *Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma*, Physical Review E, **81**, 026401, (2010)
- III. D. H. H. Hoffmann, N. A. Tahir, S. Udrea, O. Rosmej, C. V. Meister, D. Varentsov, M. Roth, G. Schaumann, A. Frank, A. Blažević, J. Ling, A. Hug, J. Menzel, Th. Hessling, **K. Harres**, M. Günther, S. El-Moussati, D. Schumacher and M. Imran, *High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena*, Contrib. Plasma Phys., **50**, No. 1, 7–15 (2010)
- IV. V. Bagnoud, B. Aurand, Blažević, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, **K. Harres**, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D. H. H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer and K. Witte, *Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*, Applied Physics B, published online, DOI 10.1007/s00340-009-3855-7 (2009)
- V. M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C. R. D. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S. Glenzer, G. Gregori, M. Günther, **K. Harres**, R. Heathcote, A. Kritcher, N. Kugland, S. LePape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, A. Pelka, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, A. Tauschwitz and An. Tauschwitz, *Proton acceleration experiments and warm dense matter research using high power lasers*, Plasma Physics and Controlled Fusion, **51**, 124039 (2009)
- VI. F. Nürnberg, M. Schollmeier, E. Brambrink, A. Blažević, D. C. Carroll, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, **K. Harres**, B. M. Hegelich, O. Lundh, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, J. Schreiber and M. Roth, *Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams*, Review of Scientific Instruments, **80**, 033301 (2009)
- VII. **K. Harres**, M. Schollmeier, E. Brambrink, P. Audebert, A. Blažević, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, F. Nürnberg, J. Schreiber, H. Wahl and M. Roth, *Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions*, Review of Scientific Instruments, **79**, 093306 (2008)
- VIII. M. Schollmeier, S. Becker, M. Geißel, K. A. Flippo, A. Blažević, S. A. Gaillard, D. C. Gautier, F. Grüner, **K. Harres**, M. Kimmel, F. Nürnberg, P. Rambo, U. Schramm, J. Schreiber, J. Schütrumpf, J. Schwarz, N. A. Tahir, B. Atherton, D. Habs, B. M. Hegelich and M. Roth, *Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices*, Physical Review Letters, **101**, 055004 (2008)

- 
- IX. K. A. Flippo, E. d'Humières, S. A. Gaillard, J. Rassuchine, D. C. Gautier, M. Schollmeier, F. Nürnberg, J. L. Kline, J. Adams, B. Albright, M. Bakeman, **K. Harres**, R. P. Johnson, G. Korgan, S. Letzring, S. Malekos, N. Renard-LeGalloudec, Y. Sentoku, T. Shimada, M. Roth, T. E. Cowan, J. C. Fernández and B. M. Hegelich, *Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets*, Physics of Plasmas, **15**, 056709 (2008)
- X. M. Schollmeier, **K. Harres**, F. Nürnberg, A. Blažević, P. Audebert, E. Brambrink, J. C. Fernández, K. A. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, J. Schreiber and M. Roth, *Laser beam-profile impression and target thickness impact on laser-accelerated protons*, Physics of Plasmas, **15**, 053101 (2008)
- XI. Marius Schollmeier, M. Roth, A. Blažević, E. Brambrink, J. A. Cobble, J. C. Fernandez, K. A. Flippo, D. C. Gautier, D. Habs, **K. Harres**, B. M. Hegelich, T. Heßling, D. H. H. Hoffmann, S. Letzring, F. Nürnberg, G. Schaumann, J. Schreiber, K. Witte, *Laser ion acceleration with micro-grooved targets*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **577**, 186-190 (2007)
- XII. M. Günther, K. Sonnabend, E. Brambrink, K. Vogt, V. Bagnoud, **K. Harres** and M. Roth, *A novel nuclear pyrometry for the characterization of the high-energy bremsstrahlung and electrons produced in relativistic laser-plasma interactions*, submitted to Phys. Rev. E
- XIII. A. Pelka, G. Gregori, D. O. Gericke, J. Vorberger, S. H. Glenzer, M. Günther, **K. Harres**, R. Heathcote, A. L. Kritcher, N. L. Kugland, B. Li, M. Makita, J. Mithen, D. Neely, C. Niemann, A. Otten, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, A. Tauschwitz and M. Roth, *Ultra-fast melting of carbon induced by intense proton beams*, Veröffentlichung in Vorbereitung

---

## Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zur Durchführung und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank geht an Herrn Professor Dr. Markus Roth für das interessante Thema der Doktorarbeit und sein stetiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit. Seine immer motivierende Art und sein Einsatz für seine Studenten, ob durch fachliche Unterstützung oder durch großzügige Sach- und Reisemittel, haben mir sehr geholfen und schätze ich sehr.

Bei den Herren Professor Dr. Dr. hc./RUS Dieter H.H. Hoffmann und Professor Dr. Thomas Stöhlker möchte ich mich für ihren Einsatz für die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik an der GSI bedanken, wodurch wichtige Voraussetzungen für meine Arbeit geschaffen wurden.

Ein besonders herzlicher Dank geht an die beiden weiteren Mitglieder der „Ion boys“, Dr. Marius Schollmeier und Dipl. Phys. Frank Nürnberg, für eine langjährige und erfolgreiche Zusammenarbeit. Ihr persönliches Interesse und ihr unermüdliches Engagement halfen bei dem Erklimmen so mancher Hürde des Forscherlebens.

Ebenso möchte ich mich bei drei (angehenden) Masters of Science bedanken, die ich während meiner Doktorarbeit (mit) betreut habe. Ihr großer Einsatz, speziell während der Experimentkampagnen am PHELIX, haben enorm zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Vielen Dank an M.Sc. Ina Alber, Oliver Deppert und Simon Busold.

Special thanks goes to Trevor Burris-Mog for his great effort in our PHELIX experiment. He worked night and day, so that the campaign was a great success at last.

Sehr bedanken möchte ich mich bei den Targetlaboren der GSI und des Instituts für Kernphysik, für eine stetige und oft auch aufopfernde Bereitschaft, damit die gewünschten Targets jederzeit zur Verfügung standen, insbesondere bei Frau Dr. Bettina Lommel und den Herren Dr. Gabriel Schaumann und Dipl. Phys. Dennis Schumacher.

Herzlichen Dank an Herrn Dr. Abel Blažević, er hatte immer ein offenes Ohr für jegliche Belange, nicht nur für die von meiner Seite, sondern für alle Fragen und Wünsche der Studenten der Arbeitsgruppe, und er wusste immer einen Weg um weiterzuhelfen.

Ein großer Dank gilt auch Herrn Dr. Andreas Tauschwitz für seine umfassende Unterstützung bei der Planung, Vorbereitung und Umsetzung der Experimente mit den Solenoiden. Ich habe maßgeblich von seinem großen Fachwissen profitiert.

---

Ich bedanke mich weiterhin bei Herrn Dr. Erik Brambrink für seinen Einsatz beim Experiment in LULI und für seine engagierte Mithilfe bei meiner ersten wissenschaftlichen Veröffentlichung und dem gemeinsamen Experimentantrag.

Besonderer Dank geht an alle Mitglieder der AG Laser- und Plasmaphysik der TU-Darmstadt für die sehr gute Zusammenarbeit und das tolle Arbeitsklima während der gesamten Zeit.

Bedanken möchte ich vor allem auch bei den Mitarbeitern der Plasmaphysik der GSI und von PHELIX, zum einen für die fachliche Unterstützung, zum anderen für ein sehr gut funktionierendes Lasersystem, an dem die entscheidenden Ergebnisse meiner Arbeit erzielt wurden.

Nicht zuletzt geht ein besonders lieber Dank an meine Familie und meine Freundin Sarah für ihre Unterstützung und die stetige Motivation.



---

## Lebenslauf

---

<b>Name:</b>	Knut Jochen Harres	<b>Nationalität:</b>	deutsch
<b>Geburtsdatum:</b>	09.03.1981	<b>Familienstand:</b>	ledig
<b>Geburtsort:</b>	Heidelberg		

### Studium / Promotion:

---

Seit März 2007	Doktorand an der Technischen Universität Darmstadt, Institut für Kernphysik, AG Laser- und Plasmaphysik
Okt. 2001 - Jan. 2007	Diplomstudiengang Physik Technische Universität Darmstadt Abschluss mit Gesamturteil: sehr gut

### Berufstätigkeit:

---

Juni 2001 - Juli 2001	Pflegehelfer Universitätsklinikum Marburg, Notfallbereich
-----------------------	---

### Zivildienst:

---

Juli 2000 - Mai 2001	Universitätsklinikum Marburg, Notfallbereich
----------------------	---

### Schulabschluss:

---

Mai 2000	Abitur am Gymnasium Elisabethschule Marburg
----------	---

### Auslandsaufenthalte:

---

2006 - 2010	Los Alamos National Laboratory, NM, USA Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, United Kingdom Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, École Polytechnique, Palaiseau, Frankreich
-------------	---



---

## Eidesstattliche Erklärung

---

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe angefertigt zu haben. Die verwendete Literatur und sonstige Hilfsmittel sind vollständig angegeben.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt.

Darmstadt, den 17. Mai 2010

---

Knut Harres